

1917.

No. 1.

1917. 1. 15. cpl.
General

ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 52. Heft 1.

DER GANZEN REIHE 357. BANDES 1. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG, 1917.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

DÖRRIENSTRASSE 16.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 24 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 54 M.
(Ausgegeben am 15. Februar 1917.)*

Inhalt.

	Seite
1. L. Andrén. Zählung und Messung der komplexen Moleküle einiger Dämpfe nach der neuen Kondensationstheorie	1
2. L. Vegard. Über die Lichterregung bei den Kanalstrahlen .	72
3. C. Bergholm. Ein Detektor mit gelöteten Kontakten . . .	101
4. Martin Knudsen. Die Verdampfung von Kristalloberflächen	105

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr **Geh. Hofrat Prof. W. Wien** übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **Würzburg, Pleicherring 8.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

1.

2.

3.

4.

1.

2.

3.

4.

5.

6.

7.

Inhalt.

Vierte Folge. Band 52.

Erstes Heft.

	Seite
1. L. Andrén. Zählung und Messung der komplexen Moleküle einiger Dämpfe nach der neuen Kondensationstheorie	1
2. L. Vegard. Über die Lichterregung bei den Kanalstrahlen .	72
3. C. Bergholm. Ein Detektor mit gelöteten Kontakten . . .	101
4. Martin Knudsen. Die Verdampfung von Kristalloberflächen	105

Ausgegeben am 15. Februar 1917.

Zweites Heft.

1. Ernst Reiche. Versuche über den Beginn der Glimmentladung in Luft	109
2. Ernst Reichenbächer. Grundzüge zu einer Theorie der Elektrizität und der Gravitation	134
3. Ernst Reichenbächer. Nachtrag zu der Arbeit: „Grundzüge zu einer Theorie der Elektrizität und der Gravitation“ . . .	174
4. R. Gans und H. Isnardi. Studium der magnetischen und optischen Erscheinungen kolloidaler Eisenlösungen. Ein Beitrag zur Konstitution ultramikroskopischer Eisenoxydhydratteilchen	179
5. J. M. Burgers. Die adiabatischen Invarianten bedingt periodischer Systeme	195
6. Max B. Weinstein. Über die Zustandsgleichung der festen Körper	203
7. Max B. Weinstein. Das Nernstsche Theorem und die Wärmeausdehnung fester Stoffe	218

Ausgegeben am 6. März 1917.

353664

Drittes Heft.

	Seite
1. J. Stark. Ermittlung des Spektrums eines einwertigen mehratomigen Molekulations, insbesondere des H_1^+ -Ions. (Hierzu Tafel I)	221
2. J. Stark. Emission eines kontinuierlichen Spektrums bei Anlagerung eines Elektrons an ein positives Ion. (Hierzu Tafel I)	255
3. Th. Wereide. Maxwells Gleichungen und die Atomstrahlung	276
4. Th. Wereide. Das Magneton als Funktion der Planckschen Konstante	283
5. Th. Wereide. Eine magnetische Bestimmung der Avogadro-schen Konstante	289
6. Richard Gans u. Adrián Pereyra Míguez. Über die Brechbarkeit von Licht sehr geringer Intensität. Ein Beitrag zur Quantentheorie	291
7. Arne Westgren. Über die Bewegung einer Kugel in einem von zwei parallelen Wänden begrenzten zähen Medium . . .	308
8. Philipp Frank. Der Virialsatz und die Theorie der Brownschen Bewegung	323

Ausgegeben am 3. April 1917.

Viertes Heft.

1. G. Schweikert. Einfache harmonische Schwingungen der Luft in Röhren und die durch sie erzeugten Staubfiguren . .	333
2. G. Borelius. Eine Methode für kombinierte Messung von Peltierwärme und Wärmeleitfähigkeit	398
3. Paul Gerber†. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation.	415

Ausgegeben am 10. Mai 1917.

Fünftes Heft.

1. O. Lehmann. Die Struktur inhomogener tropfbar-flüssig-kristallinischer Schichten (Spurlinien, Fäden und Höfe) . . .	445
2. J. Stark. Bemerkung zu der Mitteilung des Hrn. Vegard: „Über die Lichterregung bei den Kanalstrahlen“	478
3. C. Ramsauer. Erwiderung auf Hrn. Millikans Kritik meiner lichtelektrischen Arbeiten	483
4. Max Planck. Zur Theorie des Rotationspektrums. (Erste Mitteilung.)	491

188878

Inhalt.

VII

	Selte
5. Max B. Weinstein. Über die Zustandsgleichung der festen Körper. (Dritte Abhandlung.)	506
6. O. Lehmann. Störung der Struktur tropfbar-flüssiger Kristalle durch Beimischungen	527
7. O. Lehmann. Fortschreitende Strukturwellen (scheinbare Rotationen) bei flüssigen Kristallen. (Hierzu Tafel II.) . . .	541

Ausgegeben am 7. Juni 1917.

Sechstes Heft.

1. Walter König. Über einige Fälle künstlicher Doppelbrechung in zylindrischen Körpern	553
2. Karl Glitscher. Spektroskopischer Vergleich zwischen den Theorien des starren und des deformierbaren Elektrons . . .	608
3. Hans Th. Wolff. Theoretische Betrachtungen über den Ursprung der schnellsten β -Strahlen	631
4. Philipp Frank. Anwendung der Vektorrechnung auf die geometrische Optik in bewegten Körpern	649
5. The Svedberg. Über einen großen Elektromagnet einfacher Bauart	657

Ausgegeben am 17. Juli 1917.

Siebentes Heft.

1. G. Hoffmann. Über ein Elektrometer hoher Empfindlichkeit. II. (Hierzu Tafel III)	665
2. B. Keetman. Die Absorption der γ -Strahlen . . , . .	709
3. O. Lehmann. Tropfen und Säulen kristallinischer Flüssigkeiten mit verdrehter Struktur	736

Ausgegeben am 16. August 1917.

Achtes Heft.

1. G. Wendt. Spektralanalytische Untersuchungen an Kanalstrahlen von Kohlenstoff, Silicium und Bor	761
2. Eberhard Buchwald. Zur Theorie der Opaleszenzstrahlung	775
3. Walter Hüttemann. Über die Emission von Elektronen und positiven Ionen an glühenden Drähten	816

Ausgegeben am 6. September 1917.

Nachweis zu den Figurentafeln.

Tafel I. J. Stark.

„ II. O. Lehmann.

„ III. G. Hoffmann.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 52.

1. *Zählung und Messung der komplexen Moleküle einiger Dämpfe nach der neuen Kondensations-theorie;*

von L. Andrén.

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

Einleitung.

Bisherige Theorie und Ergebnisse. — Die Probleme der Dampfkondensation in Nebel- oder Tröpfchenform sind vielfach theoretisch und experimentell behandelt worden, seit die alten Untersuchungen von Coulier¹⁾, Kiessling²⁾, Aitken³⁾, Helmholtz⁴⁾ die Bedeutung vorhandener Partikelchen als Kondensationskerne gezeigt hatten. Die bekannte Formel von W. Thomson⁵⁾ zeigte zuerst eine Abhängigkeit der Dampfspannung vom Krümmungsradius der Flüssigkeitsoberfläche. Wenn keine Kerne vorhanden sind, soll danach nur bei unendlich großer Übersättigung ein Tröpfchen sich bilden können. Ist Kondensation im Volumen zu beobachten, so schließt man, daß Kondensationskerne vorhanden sind und berechnet deren Radius aus der Formel, wenn die zur Kondensation erforderliche Übersättigung bekannt ist. Für den Fall kontinuierlich auf der Tröpfchenoberfläche verteilter Ladung ist diese Formel später von den Herren Warburg⁶⁾ und Thomson⁷⁾ durch ein den Einfluß der Ladung auf die Übersättigung berücksichtigendes Glied ergänzt worden. Indes trifft, wie später von Hrn. Lenard gezeigt worden ist, ein solcher Einfluß für die bei Expansionsversuchen in Betracht kommenden Nebeltröpfchen nicht zu, sodaß diese Ergänzung der ur-

1) Coulier, Journ. de Pharm. et de Chim. 22. p. 165. 1875.

2) J. Kiessling, Hamb. Abh., d. Naturw. 8. 1884; Gött. Nachr. p. 122 u. 226. 1884.

3) J. Aitken, Trans. Roy. Soc. Edinb. 30. p. 337. 1881; 35. p. 1. 1890; Proc. Roy. Soc. Lond. 51. p. 408. 1892.

4) R. v. Helmholtz, Wied. Ann. 27. p. 509. 1886; 32. p. 1. 1887.

5) W. Thomson, Phil. Mag. 4. p. 448. 1871.

6) E. Warburg, Ann. d. Phys. u. Chem. 28. p. 304. 1886.

7) J. J. Thomson: „Anwendungen der Dynamik auf Chemie und Physik“, p. 198.

sprünglichen Formel für solche Versuche ohne wesentliche Bedeutung bleiben muß.

Die wesentlichste Aussage dieser theoretischen Angaben besteht darin, daß sie einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Größe der Kondensationskerne und der für Dampfkondensation auf ihnen erforderlichen Übersättigung festlegen, so daß aus ihnen — die Richtigkeit dieser Aussage vorausgesetzt — umgekehrt aus beobachtbaren Werten der Übersättigung auf die Größe der in Betracht kommenden Kerne geschlossen werden kann. Dies ist auch tatsächlich die theoretische Grundlage für alle bisherigen Untersuchungen über Kondensationskerne gewesen.

Aus den experimentellen Untersuchungen der oben bereits genannten Forscher und später besonders Hrn. Wilsons¹⁾ ging hervor, daß für jedes Gas-Dampfgemisch zwei charakteristische Größen der Expansion oder der dabei entstandenen Übersättigung beobachtbar seien, die als „Tröpfchengrenze“ bzw. „Nebelgrenze“ bezeichnet werden.²⁾ Bei kleineren Übersättigungen als derjenigen der Tröpfchengrenze tritt keine Kondensation ein, und bei größeren als dieser eine ziemlich spärliche von einzelnen Tröpfchen, bis die Übersättigung den Wert der Nebelgrenze erreicht hat. Hier erscheint die Kondensation in Form eines feinen Nebels von vielen sehr kleinen Tröpfchen. Diese zwei Grenzen findet Hr. Wilson bei der Expansion 1,25 und 1,38 oder der Übersättigung 4,2 und 8 für Wasserdampf in Luft. Entsprechende Grenzen für andere Dämpfe in Luft sind von den Herren Przi Bram³⁾, Donnan⁴⁾ und Laby⁵⁾ festgestellt worden.⁶⁾

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Lond. 189. p. 298. 1897.

2) Wir haben die an sich höchst wertvolle Methode des Dampfstrahles hier nicht weiter berücksichtigt, da sie nicht imstande ist, derartige quantitative Feststellungen zu machen. Diese Methode ist vor allem ein bequemes Mittel, um gröbere Kondensationskerne nachzuweisen; für kleinere Kerne (Radius $< 10 \cdot 10^{-8}$ cm; vgl. P. Lenard und C. Ramsauer, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 16. p. 7. 1911; 24. p. 36. 1911), die hier in erster Linie in Betracht kommen, versagt sie.

3) K. Przi Bram, Adolf Lieben-Festschrift 1906; Sitzungsber. d. Wiener Akad. 115. p. 33. 1906.

4) F. G. Donnan, Phil. Mag. 3. p. 305. 1902.

5) C. Laby, Phil. Trans. Lond. 208. 1908.

6) Vgl. auch C. Barus, Carnegie-Institut 62. 1912; Ann. d. Phys. 24. p. 236. 1907.

Die Beobachtungen haben außerdem gezeigt, daß Leitfähigkeitserzeugung in einem Gase reichlichere Kondensation im Gebiet der Tröpfchengrenze herbeiführt, die durch Anlegen elektrischer Felder im Expansionsraum wieder reduziert werden kann, woraus zu schließen war, daß auch die Elektrizitätsträger als Kerne der Tröpfchenkondensation in Betracht kommen.¹⁾ Daß im besonderen bei der sogen. spontanen Kernbildung in kernfrei filtrierter Luft es die spärlich stets neu sich bildenden Träger der durchdringenden Erdstrahlung sind, die die Tröpfchenkondensation bewirken, stimmt ebenfalls damit überein, daß auch hier die Tröpfchengrenze durch ein elektrisches Feld nach größeren Expansionen hin verschoben werden kann. Die Beobachtungen zeigten weiter, daß die positiv und die negativ geladenen Träger sich bei den Kondensationsvorgängen verschieden verhalten. Die bisherigen Angaben hierüber sind die folgenden: Während nach Hrn. Wilson für Wasserdampf in Luft bei 4,2-facher Übersättigung nur die negativen Träger anfangen kondensierend zu wirken, kommen erst bei ca. 6-facher Übersättigung die positiven in Betracht. Aus den Expansionswerten von Hrn. Przibram berechnet man die entsprechende Übersättigung zu 4,6 für die negativen und ca. 6 für die positiven Träger. Die von Hrn. Donnan beobachteten Expansionen ergeben für die negativen Träger den hohen Wert der Übersättigung von ca. 5,2.

Es erscheinen demnach, wenn man nach der W. Thomsonschen Theorie rechnet, die negativ und die positiv geladenen Kerne (Träger) von verschiedener Maximalgröße. Ob die Träger aus Molekülen der benutzten Gase oder der Dämpfe gebildet sind, haben diese Versuche nicht entschieden.

Ebenso wenig verbinden die bisherigen Beobachter mit ihren Resultaten deutliche Vorstellungen bezüglich der Natur der neben den Elektrizitätsträgern durch ihre Versuche festgestellten unelektrischen Kerne. Was die Größe dieser Kerne

1) Es sei besonders erwähnt, daß die noch heute viel verbreitete, weitergehende Anschauung, daß als Nebelkerne überhaupt nur, oder in den meisten Fällen, z. B. auch im Dampfstrahl, nur die Elektrizitätsträger in Betracht kämen („Ionenkondensation“), nicht zutreffend ist. Man sehe die eingehende Kritik dieser Anschauung in Teil III, Abschn. 6, der „Probleme komplexer Moleküle“, P. Lenard, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 29. p. 62f. 1914.

betrifft, so fand sich diese im allgemeinen — vollkommene Staubbefreiheit des Gases vorausgesetzt — etwas kleiner als diejenige der Elektrizitätsträger, während in gewissen Fällen — z. B. Bestrahlung mit ultravioletttem Licht — relativ große Nebelkerne auftraten, welche die Kondensationsgrenze in von den Versuchsverhältnissen stark beeinflusstem Maße herabsetzten.

Diese *großen Kerne* sind nach neuen Untersuchungen der Herren Lenard und Ramsauer¹⁾ als chemische Reaktionsprodukte gewisser in den Versuchsgasen ohne besondere Reinigung (Kältereinigung) stets vorhandener Dämpfe bzw. Gase anzusehen, erzeugt durch vorhandene Strahlungen. Zu den in dieser Beziehung wirksamen Strahlungen gehört das zuerst daraufhin untersuchte ultraviolette Licht. Aber auch Kathodenstrahlen, deren Ozonbildung zuerst durch Hrn. Lenard²⁾ nachgewiesen wurde, ergeben solche Reaktionsprodukte und dementsprechend in dämpfehaltigen Gasen auch relativ große Elektrizitätsträger, wie von den Herren Becker und Baerwald³⁾ beobachtet worden ist. Da die Röntgenstrahlen nach neuerer Kenntnis als äußerst kurzwellige Ätherstrahlung zu betrachten sind, so ist auch bei diesen Ozonbildung und damit Kernbildung zu erwarten. Die Strahlung radioaktiver Stoffe (β - und γ -Strahlen) lassen das gleiche erwarten. Das Auftreten großer Kerne bei intensiver Röntgenbestrahlung in den Versuchen von Richarz⁴⁾, Wilson⁵⁾ und Barus⁶⁾ wird hierdurch ohne weiteres verständlich. Hr. Wilson glaubte das Auftreten der niedrigeren Kondensationsgrenze in diesem Fall noch durch einen Mangel seines Apparates erklären und die beobachteten Expansionswerte dementsprechend korrigieren zu müssen. Als weitere Bestätigung dieser Beobach-

1) P. Lenard u. C. Ramsauer: „Über die Wirkung sehr kurzwelligen ultravioletten Lichtes auf Gase“, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 5 Teile. Vgl. besonders 31 u. 32, 1910; 16 u. 24, 1911, auch die historische Zusammenstellung 31, p. 3 u. f. 1910.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 51, p. 232. 1894.

3) A. Becker u. H. Baerwald, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 4, 1909.

4) F. Richarz, Ann. d. Phys. 59, p. 592. 1896.

5) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Lond. 193, p. 292. 1900.

6) C. Barus, Carnegie-Institut 40, 1906; vgl. insbesondere Tabelle p. 43.

tungen sind neuerdings mitgeteilte Versuche von Hrn. Strieder zu betrachten, der aber die ältere Literatur zum Teil übergeht und die Auffassung zu vertreten scheint, daß seine Versuche erste Beobachtungen dieser Art darstellten.¹⁾

Bzüglich der Natur der oben genannten *kleinen unelektrischen Kerne* bleibt zunächst die Vermutung, daß sie Dampf- bzw. Gasmolekülkomplexe sind, wenn man nicht annehmen wollte, daß es sich auch hierbei um Nebelkerne der obigen Art handeln könnte, deren Größe, wie bekannt, mit abnehmender Intensität der Bestrahlung sinkt. Daß die erstere Annahme die größere Wahrscheinlichkeit hat, ist zuerst von Hrn. Lenard überzeugend begründet worden, und die gegenwärtige Arbeit liefert hierfür direkte experimentelle Beweise.

Es wären also, zusammenfassend, vier Stufen verschiedener Übersättigungen als festgelegt zu betrachten, von denen jede eine gewisse Kernart repräsentieren würde. Die erste, nach früher Erwähntem stark mit den speziellen Versuchsbedingungen variable Stufe würde den festen oder flüssigen fein verteilten chemischen Reaktionsprodukten fremder Stoffe zugehören. Die drei anderen, 4,2-, 6- und 8-fache Übersättigung bei Wasserdampf, würden sich nach dem bisher Bekannten auf die negativ geladenen, die positiv geladenen und die elektrisch neutralen Dampf molekülkomplexe beziehen; sie können ebenfalls, wie erwähnt, gewissen Wertschwankungen unterliegen.

Dies sind die experimentellen Ergebnisse, von welchen wir ausgehen und zu welchen wir im vorliegenden wesentliche Verfeinerungen hinzufügen werden.

Neue Theorie. — In letzter Zeit hat Hr. Lenard die Dampfkondensationsvorgänge theoretisch-kritisch geprüft und eine verfeinerte Theorie gegeben, die eine gegen früher wesentlich veränderte Auffassung der Kondensationsvorgänge zeigt.²⁾

1) F. Strieder, Ann. d. Phys. 46. p. 987. 1915. — Auch in bezug auf den oben erwähnten Nachweis über die chemische Natur der großen, durch Bestrahlung erzeugten Nebelkerne berichtet der Verfasser historisch nicht zutreffend: Auch die „Thermodynamik der Atmosphäre“ von Wegener ist nicht vor, sondern nach der oben zitierten ersten Mitteilung über die ausschlaggebenden Versuche mit Kältereinigung erschienen. Es ist erstere „Marburg, Juni 1911“ datiert, letztere „Heidelberg 20. Dez. 1910“. Man vergleiche auch P. Lenard, Ann. d. Phys. 41. p. 89. 1913, Anm. 2.

2) P. Lenard: „Probleme komplexer Moleküle“. Teil III. Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 29. 1914.

Die neue Theorie geht von ganz anderen Grundlagen aus als die bisher gebräuchliche, und eine Folge davon ist, daß sie den eigentümlichen, durch W. Thomsons Gleichung nicht dargestellten, aber durch die Erfahrung geforderten Lauf der Gleichgewichtsdampfspannung als Funktion der Tröpfchengröße (Maximum der Gleichgewichtsdampfspannung bei gewisser Tröpfchengröße, maßgebend für die volle Kondensation) von ganz anderen Bestimmungsstücken abhängig zeigt als die bisherige Theorie (J. J. Thomson), welche zwar zu einem ähnlichen Funktionslauf gelangt, der aber bei der zugrunde gelegten unzutreffenden Vorstellung vom überwiegenden Einfluß elektrischer Ladungen nur gewissermaßen zufällig und dementsprechend auch nur qualitativ mit der Erfahrung übereinstimmt. Auch die neue Theorie ergänzt W. Thomsons Gleichung durch ein negatives Glied, welches jedoch, der bisherigen Theorie gegenüber, von gänzlich veränderter Beschaffenheit ist. Es erscheint jetzt als wesentliches Bestimmungsstück an Stelle der elektrischen Ladung die räumliche Abmessung (der Radius) der Kondensationskerne. Eine wesentliche Rolle in der neuen Theorie spielt auch die bisher nur als mehr oder weniger nebensächlich angesehene Abhängigkeit der Oberflächenspannung α vom Tropfenradius, wozu noch eine besondere, durch die bisherige Einsicht überhaupt nicht geforderte und daher in den bisherigen Theorien auch gar nicht berücksichtigte Abhängigkeit der Oberflächenspannung von der Kerngröße kommt. Man sieht hieraus, daß die Kerngröße in der neuen Theorie — ganz im Gegensatz zur bisherigen — eine sehr wesentliche Rolle spielt, und zwar von vornherein¹⁾, was aber auch ganz der Grundtatsache entspricht, daß die Nebelbildung (Dampfkondensation im Gasvolumen) ohne das Vorhandensein von Kernen (komplexen Molekülen) überhaupt nicht stattfindet, indem sie in diesem Falle durch bloße Wandkondensation ersetzt wird.

Als eine Folge der erwähnten doppelten Abhängigkeit

1) In den „Problemen komplexer Moleküle“ (I. c.) ist gezeigt, daß die den Kernen in der neuen Kondensationstheorie zugewiesene Rolle eng zusammenhängt mit einer großen Menge von Tatsachen ganz anderer Art, daß sie also keineswegs etwa zur verbesserten Lösung des Nebelbildungsproblems besonders eingeführt ist, sondern daß sie durch weit allgemeinere Erfahrung gefordert wird.

der Oberflächenspannung sei, sogleich der Schluß hervor-
gehoben, welchen wir im vorliegenden eingehend entwickeln,
daß die zu berechnenden Tropfenradien nicht mehr in allen
Fällen als eindeutige Funktion der Übersättigung anzusehen
sind, und daß infolgedessen die beobachtbaren Übersättigungen
überhaupt nicht ohne weiteres ein Bild von der wirklichen
Verteilung der vorhandenen Kerngrößen geben können, son-
dern daß dieses Bild erst durch eine besondere, im vorliegenden
entwickelte Rechnungsweise aus den Beobachtungsdaten er-
hältlich ist. Außerdem ist bemerkenswert, daß es stets eine
bestimmte Übersättigung gibt, welche zur Kondensation auf
sämtlichen Kernen aller Größen führt und welche daher zur
Abfangung aller dieser Kerngrößen genügt, ohne daß die Bei-
mischung kleinster Kerne dabei ein Hindernis bilden könnte.

Absicht und allgemeiner Gang der Untersuchung. — Ent-
sprechend den gänzlich veränderten Gesichtspunkten, unter
welchen die Vorgänge der Dampfkondensation auf Grund der
neuen Theorie erscheinen, ergibt sich auch die Möglichkeit
neuer Einblicke in diese Vorgänge mit Hilfe geeigneter, von
der Theorie geleiteter Beobachtungen. Die Durchführung
solcher Beobachtungen und ihre eingehende Verwertung war
das Ziel der gegenwärtigen Arbeit. Es handelte sich dabei
im Grunde um Expansionsbeobachtungen von prinzipiell der
gleichen Art, wie sie in der Literatur schon in großer Zahl
sich vorfinden, nur daß die Beobachtungen wesentlich zu
verfeinern und weit sorgfältiger, als es bisher geschehen war,
von Fehlerquellen und schlecht definierten Einflüssen zu be-
freien waren, um die Theorie einwandfrei darauf anwenden
und auch, wo sich Gelegenheit bot, einer Prüfung unterziehen
zu können.

Es wird im vorliegenden der Zusammenhang zwischen
Übersättigung und Anzahl der gebildeten Nebeltröpfchen für
ein möglichst weites Expansionsbereich für mehrere Gase und
Flüssigkeiten systematisch festgelegt. Als Gase werden Luft,
Kohlensäure und Wasserstoff, als Flüssigkeiten Wasser, Äthyl-
alkohol und Benzol benutzt.

Besonderer Wert wurde auf die Unterscheidung elek-
trischer und unelektrischer Kondensationskerne gelegt, was
durch gesonderte Untersuchung der Wirkung elektrischer
Felder und durch Zuhilfenahme künstlicher Vermehrung der

elektrischen Kerne (Träger) möglich war (Hinzufügung von β - und γ -Strahlen zur durchdringenden Strahlung der Erde bzw. der Atmosphäre). Da hierbei ein leicht verfolgbare quantitativer Zusammenhang zwischen der elektrisch gemessenen und der aus der Kondensation festlegbaren Trägerzahl erkennbar wird, läßt sich ein sicherer Schluß auf die jeweils vorhandene Zahl unelektrischer Kerne ziehen.

Die Beobachtungen zeigen in der hier vorliegenden verfeinerten Durchführung, im Gegensatz zu den bisherigen Feststellungen, das Vorhandensein sowohl geladener als ungeladener Kerne von allmählich ineinander übergehenden Größen, so daß bestimmte, völlig scharfe Übersättigungsgrenzen für das Abfangen gewisser Kernarten im allgemeinen nicht angebar sind.

Besondere Mühe ist auch darauf verwendet worden, den Einfluß fremder, verunreinigender Bestandteile im Dampf- bzw. Gasraume festzustellen. Es wurden dazu sorgfältige Kontrollversuche mit kältegereinigtem Gas und ausgekochter Flüssigkeit durchgeführt, wobei bekanntlich sehr nahe völliger Ausschluß fremder chemischer Reaktionsprodukte erreichbar wird.¹⁾ Die hierbei nachweisbar gewordene Unabhängigkeit der Kernzahl und Größe von der stark verschiedenen Natur der benutzten Gase liefert einen sicheren Beweis für die Lenardsche Annahme, daß die Kerne ihrer Natur nach, mindestens in der großen Hauptmenge, lediglich als Molekülkomplexe der betreffenden *Flüssigkeit* anzusehen sind ohne wesentliche Beteiligung des Gases oder etwaiger fremder Stoffe an ihrem Aufbau. Die Variation der Flüssigkeit bestätigte auch vollkommen dieses Resultat.

Wir erhielten demnach hier Aufschlüsse über Zahl und Größe der im gesättigten Dampfe der untersuchten Flüssigkeiten stets vorhandenen komplexen (polymerisierten) Moleküle, ein auch ganz abgesehen von den Problemen der Dampfkondensation wichtiges, auf die Molekulareigenschaften der betreffenden Stoffe bezügliches Resultat.

Die Fortführung der Expansionsbeobachtungen über die „Nebelgrenze“ hinaus, mit deren Erreichung sich die älteren Beobachter meist begnügt haben, ergab die Auffindung einer zur Abscheidung aller vorhandenen Kerne erforderlichen maxi-

1) P. Lenard u. C. Ramsauer, l. c.

malen Übersättigung (entsprechend dem Minimum einer gewissen Hilfsgröße R_0 , vgl. A II, 1 und insbesondere B), deren Größe mit den Voraussagen der Lenardschen Theorie in befriedigender Übereinstimmung ist, so daß diese Theorie hierdurch an einem wesentlichen Punkte eine gute quantitative Bestätigung erfährt.

A. Beobachtungen.

I. Versuchsanordnung und Prüfung auf Störungsfreiheit.

1. Versuchsanordnung.

Der benutzte Expansionsapparat ist der im Prinzip von Hrn. Wilson¹⁾ angegebene. Nur die Form war etwas geändert. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 gezeichnet. Die

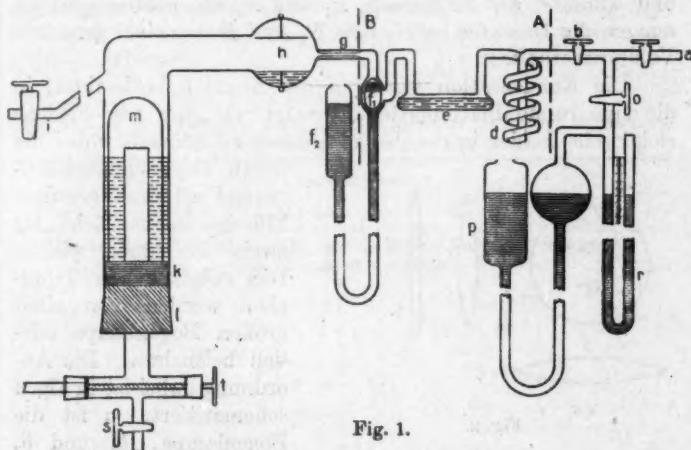


Fig. 1.

zwischen den Schnitten A und B gezeichneten Teile wurden nur bei einigen besonderen Versuchen benutzt (vgl. die Kälteversuche A 2, b); sonst war der Hahn b immer am Kapillarrohr g angeschlossen. Die zu expandierende Luft wurde mit einem Gasometer erst durch ein Wattefilter, dann bei a in den Apparat eingepreßt. Die Einstellung einer beliebigen Expansion geschieht in bekannter Weise mit Hilfe der Quecksilbermanometeranordnung r.

1) C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 9. p. 333. 1897.

Für die Größe der Expansion (Verhältnis der Volumina vor und nach der Expansion) gilt

$$E = \frac{b - \pi - s}{b - \pi - p},$$

wo b der äußere Druck ist, π die Dampftension bei der Zimmertemperatur, p der am Manometer r abgelesene variable Unterdruck und s ein kleiner Betrag des Druckes (3–5 mm Hg), der nötig ist, um den Stempel in der oberen Lage zu halten.

Die durch eine Expansion bewirkte Übersättigung wird aus dem Ausdruck

$$U = \frac{\pi_1 \cdot \theta_2}{\pi_2 \cdot \theta_1 \cdot E}$$

berechnet. Hier sind θ_1 und θ_2 die absolute Temperatur vor und während der Expansion, π_1 und π_2 die Sättigungsspannungen des Dampfes bei θ_1 bzw. θ_2 und E das oben genannte Volumenverhältnis.

Die Kondensation wurde in der Kugel h beobachtet, in die eine runde Platinplatte eingesetzt war, um verschiedene elektrische Felder in der Kugel anlegen zu können, wobei die

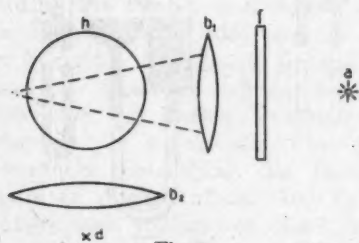


Fig. 2.

durch einen eingeschmolzenen Platindraht geerdete Flüssigkeitsoberfläche als zweite Elektrode wirkte. Die entstandenen Tröpfchen wurden von einer großen Bogenlampe seitlich beleuchtet. Die Anordnung dabei ist in Fig. 2 schematisiert. a ist die Bogenlampe, b_1 und b_2 Linsen. Zwischen a und b_1 war ein Wasserfilter f für Absorption ultraroter Strahlen gestellt und die Linse b_1 mit gelber Gelatine zur Entfernung der violetten Strahlen bedeckt, die für chemische Wirkungen im Dampfraum hätten in Betracht kommen können (vgl. A I, 2, b).

Wenn das Auge sich bei d befindet, ist jede kleinste Tröpfchenbildung sehr gut beobachtbar. Die Tröpfchen fallen, wenn sie wenig und daher dann groß sind, recht schnell herunter. Mit etwas Übung aber war es möglich, bis ca. 10 Tröpfchen im Gesichtsfeld ziemlich sicher zu zählen. Für noch

größere Zahlen wurde eine besondere Anordnung benutzt, die in einem anderen Zusammenhang beschrieben werden wird (vgl. A II).

2. Untersuchung etwaiger Mitwirkung fremder, namentlich lichterzeugter Kerne bei den Kondensationsversuchen.

a) Gewöhnliche, wattefiltrierte Luft.

Zunächst wurden die für jedes Dampf-Gasgemisch grob charakteristischen Größen, die Tröpfchengrenze und die Nebelgrenze bestimmt, um sie mit den Werten von anderen Autoren zu vergleichen. War die Luft frisch in den Expansionsraum eingeführt, so zeigten sich bei den ersten noch sehr kleinen Expansionen einzelne Tröpfchen, die der Gegenwart einer reinen Substanz zuzuschreiben waren, da sie nach Herstellung mehrerer Expansionen gleichen Betrages ausblieben. Von hier ab war dann der Zustand des Beobachtungsraumes ein fest definierter.

Tabelle 1.

Gewöhnliche wattefiltrierte Luft. Immer dieselbe Luftmenge expandiert.
3—4 Minuten Pause zwischen den Expansionen.

Übersättigung				
4,1	4,2	4,5	4,7	8,1
Beobachtete Tröpfchenzahl. Beobachtetes Volumen unbekannt, aber konstant gehalten.				
0	1	7	4	Nebel!
0	1	5	7	
	0	4	ca. 11	
	0	3	9	
	2	4	4	
	0	3	5	
	1	ca. 10	ca. 12	
	1	7	9	
	0	3	0	
	0	5	4	
	2	3	3	
	0	4	9	
	1	3	2	
	2	2	9	
	0	3	10	
		1	8	
		3		
		2		
		5		
		3		
0	0,7	4,0	6,4	
Mittel				

Es ergab sich im Mittel aus zahlreichen sehr gut übereinstimmenden Versuchen für die Tröpfchengrenze $E = 1,253$ oder $\bar{U} = 4,2$ und für die Nebelgrenze $E = \text{ca. } 1,88$ oder $\bar{U} = \text{ca. } 8$ in guter Übereinstimmung mit älteren Beobachtungen. Außerdem wurden einige Bestimmungen der Zahl der gebildeten Tröpfchen für Übersättigungen etwas oberhalb 4,2 gemacht. Einige Einzelmessungen sind in Tab. 1 verzeichnet. Die genaueren Messungen behandeln wir ausführlich unten.

b) *Beobachtung bei völliger Ausschaltung fremder Dämpfe.*

Um den Grad der Mitwirkung fremder Begleitsubstanzen der Luft bzw. des benutzten Dampfes beim Auftreten der Kondensation festzustellen, wurde zunächst eine Reihe besonders sorgfältiger Versuche ausgeführt, in denen für möglichst vollständige Beseitigung aller fremden Bestandteile gesorgt wurde. Wie die Herren Lenard und Ramsauer¹⁾ ausführlich gezeigt haben, ist die Kernbildung in ultraviolett bestrahlter Luft wesentlich durch die Anwesenheit gewisser in der atmosphärischen Luft immer vorhandenen Dämpfe bedingt. Es erschien daher nicht ausgeschlossen, daß diese Dämpfe auch bei der spontanen Kernbildung in irgendeiner Weise mitwirken könnten oder doch, daß sie unter dem Einfluß des zur Beleuchtung für die Beobachtung bei unseren Versuchen stets nötigen, ziemlich intensiven Lichtes Kerne liefern könnten, obgleich, wie erwähnt, ultraviolettes und auch violettes Licht dabei ausgeschlossen wurde. Als eine Möglichkeit war auch noch zu berücksichtigen, daß die in Gestalt der „durchdringenden Erdstrahlung“ stets vorhandenen γ -Strahlen ähnlich dem ultravioletten Lichte auf vorhandene fremde Dämpfe wirken könnten.

Es wurde daher die etwaige Mitwirkung der fremden Dämpfe, namentlich der aus Schläuchen und Wattefiltern stammenden, sowohl an sich untersucht als auch die etwaige Einwirkung des Beleuchtungslichtes gesondert geprüft.

Die zu expandierende Luft wurde durch Abkühlung bis -78° gereinigt, die Glaswände der Apparatur erhitzt und das benutzte Wasser ausgekocht. Um dies alles möglich zu

1) P. Lenard u. C. Ramsauer, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 16. 1911.

machen, wurde eine besondere Versuchsanordnung benutzt, die schon in Fig. 1 angegeben ist. Dabei wurden die Teile *d*, *e* und f_1 zwischen *b* und *g* eingeschaltet. Alle Rohrverbindungen waren zusammengeblasen, so daß die zu expandierende Luft nach der Reinigung nur mit Glas und Wasser in Berührung kam. Im übrigen wurde in folgender Weise bei diesen Versuchen verfahren:

Die Luft wurde von dem Gasometer durch zwei Chlorcalcium- und Phosphorsäuretürme und das Wattefilter bei *a* wie gewöhnlich eingeführt, passierte dann die Kältespirale *d*, das kleine Gefäß *e*, das zu teilweiser Sättigung des Luftstromes mit etwas ausgekochtem Wasser gefüllt war, und das Ventil f_1 . Durch das Kapillarrohr *g* gelangte die Luft in die Beobachtungskugel usw., wie schon beschrieben ist. Mit Hilfe des Ventils bei f_1 konnte der Volumteil *g-i* des Apparates vom übrigen getrennt werden, so daß es nur das darin enthaltene Gasvolumen war, das expandiert wurde, wodurch die mögliche Mitwirkung von kondensierten Dämpfen aus der Kältespirale eliminiert war.

Die Vorbereitung einer Versuchsreihe geschah auf folgende Weise. Die Spirale *d* wurde mit Alkohol-Kohlensäure gekühlt und Luft andauernd langsam durch die Apparatur gepreßt. Dann wurde, bei *e* beginnend, die ganze Leitung bis *i* mit einer Bunsenflamme ziemlich kräftig erhitzt, so daß das Wasser in *e*, *h* und *m* eine kleine Weile kochte, was nur mit großer Sorgfalt durchführbar war. Danach wurde kältgereinigte Luft noch so lange durchgeleitet, bis alle Teile die Zimmertemperatur wieder angenommen hatten, wonach die Hähne *b* und *i* geschlossen wurden. Das Glasrohr bei *i* war ziemlich lang und der Hahn mit Wasser gedichtet. Es war daher wohl kein Zweifel, daß die zu expandierende Luft von fremden Dämpfen befreit war. Die Röhre *m* war oberhalb des Kautschukstopfens *l* mit Quecksilber und darüber mit Wasser gefüllt. Die einzige Gefahr irgendeiner Verunreinigung lag nur noch darin, daß trotz des Quecksilbers Dämpfe von Kautschuk im Wasser aufgelöst werden und in die Kugel *h* hineindiffundieren konnten. Daher wurde nach Ausführung nur weniger Expansionen das vorgenannte Verfahren des Auskochens vielfach wiederholt.

Die Einstellung einer Expansion beliebigen Betrages ge-

sah in folgender Weise. Die Hähne *a* und *i* wurden geschlossen. Mit Hilfe des Unterdruckes des evakuierten Ballons wurde der Stempel gegen den Kautschukstopfen festgedrückt und die Hähne *b* und *a* geöffnet. Jetzt konnte mit der gewöhnlichen Vorrichtung bei *p* ein beliebiger am Manometer *r* ablesbarer Unterdruck im ganzen Apparat hergestellt werden, wonach die Hähne *b* und *o* geschlossen wurden und *s* geöffnet. Der Stempel ging jetzt in die Höhe, bis im Apparat der äußere Druck herrschte, vermindert um einen kleinen Betrag, der nötig war, um den Stempel oben zu halten. Der Hahn *s* wurde jetzt wieder geschlossen. Durch Heben des kleinen Quecksilberbehälters bei *f*₂ konnte ein bei *f*₁ befindlicher Glasschliff, der in dem etwas erweiterten Rohre gut eingepaßt war, gehoben und dadurch die Leitung verschlossen werden. Jetzt konnte zuletzt mit Hilfe der gebräuchlichen Vorrichtung bei *t* das im Teile *f*—*i* befindliche Gasvolumen wiederholt expandiert werden. Die Einstellung einer Expansion eines anderen Betrages geschah in genau derselben Weise.

Mit der hier benutzten Anordnung wird das Volumenverhältnis bei einer Expansion in einer etwas anderen Weise als sonst bestimmt. Wenn das Verhältnis des Volumens *b*—*f*₁ des Apparates zu demjenigen des Teiles *f*₁—*i* = *k* ist, *b* der atmosphärische Druck, *π* die Tension des Dampfes, *s* der Betrag für den Stempel und *p* der am Manometer abgelesene Unterdruck, so wird die Expansion, wie leicht ersichtlich,

$$E = \frac{b - \pi - s}{b - \pi - p(1 + k)}.$$

k war für den benutzten Apparat = 0,23.

Als Ergebnis dieser mehrmals wiederholten Reinversuche fand sich, daß im wesentlichen keine Änderung in den früher ohne Kältereinigung beobachteten Kondensationserscheinungen eintrat, d. h. daß die Ausschaltung der fremden Dämpfe in keiner deutlichen Weise die Größe und Zahl der Kondensationskerne beeinflusste, wenn auch eine größere Regelmäßigkeit der Erscheinung bei den Reinversuchen nicht zu verkennen ist. Solche Dämpfe beteiligen sich demnach immerhin, wenn sie vorhanden sind, höchstensfalls in quantitativ kaum merklicher Weise als Kerne bei der Dampfkondensation. Alle im folgenden auch ohne Reinigung der nur waffefiltrierte Gase beobachteten Kerne sind daher (höchstens bis auf Spuren

fremder Substanz) als Bestandteile des benutzten Gases bzw. Dampfes anzusehen.¹⁾ Die Tab. 2 enthält eine Reihe entsprechender Einzelmessungen, deren Mittelwerte, wie man erkennt, mit denen der früheren Tab. 1 innerhalb der Versuchsgenauigkeit übereinstimmen.

Tabelle 2.

Kältgereinigte Luft. 3—4 Minuten Pause zwischen den Expansionen.

Übersättigung				
4,1	4,2	4,5	4,7	8,1
Beobachtete Tröpfchenzahl. Beobachtetes Volumen unbekannt, aber konstant gehalten.				
0	2	6	4	Nebel
	0	1	8	
	0	3	2	
	2	3	5	
	1	5	8	
	2	8	9	
	0	3	3	
	0	3	6	
	1	4	7	
	0	3	7	
	1	0	5	
		2	4	
		6	7	
		2	5	
0	0,8	3,7	5,7	
Mittel				

Da von den Herren Lenard und Ramsauer²⁾ gezeigt war, daß schon schwaches ultraviolette Licht beim Vorhandensein der obengenannten Dämpfe Kerne erzeugen kann, war es wichtig zu prüfen, ob nicht das zur Beleuchtung dienende Licht in gewissen Fällen, insbesondere etwa bei beträchtlicher Gegenwart fremder Dämpfe, zu gesteigerter Kernbildung führen könnte. Zu diesem Zwecke wurden besondere Versuche angestellt. Es wurde zuerst eine Bogenlampe nahe an die Kugel *h* gebracht, durch Wasserfilter dafür gesorgt, daß keine Erwärmung und ungenügende Dampfsättigung in der Kugel statt-

1) Über besondere Kontroll-Reinversuche mit Benzol als dampfbildender Flüssigkeit, die das gleiche Resultat der Einflußlosigkeit kleiner Verunreinigungen gaben, vgl. bei den Benzolversuchen.

2) l. c.

finden konnte, und die zu expandierende Luft durch einen langen Schlauch geleitet, also reichlich mit fremden Dämpfen versehen. Es wurde aber nichts beobachtet, was auf die vermutete Wirkung hindeuten könnte. Ein gleiches negatives Ergebnis hatte der Vergleich von Versuchen, bei denen die Expansion einmal während heller Tagesbeleuchtung, das andere Mal bei völligem Abschluß jeder Beleuchtung ausgeführt und dann erst deren Resultat bei Bogenlicht beobachtet wurde. Wir müssen danach unsere Versuche auch in den Fällen, in denen die besondere Vorsicht der Gasreinigung und Verdunkelung nicht angewandt war, als unbeeinflußt von fremden Beimengungen und nur abhängig von der Wahl des benutzten Gases und der zur Sättigung verwendeten Flüssigkeit ansehen. (Vgl. hierzu noch unter B 2, wo wir auf Grund unserer Versuche der durchdringenden Erdstrahlung außer ihrer Trägererzeugung einen gewissen kernbildenden Einfluß zuschreiben, der indessen höchstensfalls 0,1 Proz. der gesamten nachweisbaren Kernzahl betrifft und daher nur äußerst geringe, vielleicht selbst durch die Kältereinigung nicht fortschaffbare fremde Substanzmengen voraussetzt.)

Es ist bei der großen Zahl der in der Literatur bereits veröffentlichten, ohne besondere Vorsicht in bezug auf Dämpfefreiheit ausgeführten Versuche ein an sich wichtiges Resultat, daß der außerordentlich große Einfluß minimaler aus Schläuchen, Kautschukstopfen und Filtern stammenden Dampfspuren auf die Kondensation, welcher bei Anwesenheit kurzwelligen Lichtes besteht, nicht vorhanden ist, sobald es sich um Versuche handelt, bei denen dieses Licht ausgeschaltet ist.

3. Untersuchung der Kondensation in völlig feldfreiem Raum.

Da, wie bekannt, die durchdringende Strahlung der Erde Träger erzeugt, so ist unter den beobachtbaren Kernen stets eine gewisse Zahl elektrischer Träger vorhanden, deren Zahl aber in jedem Einzelversuch wesentlich vom Vorhandensein etwaiger elektrischer Felder abhängen wird. Obgleich der Beobachtungsraum zwar eine zur Erde geleitete Metallplatte enthielt und die Glaswand feucht gehalten war, konnte immerhin an das Vorhandensein von Kontaktpotentialdifferenzen der verschiedenen Wandsubstanzen gedacht werden. Es wurde daher zur Prüfung eines solchen elektrischen Einflusses ein

feiner Drahtkäfig — ca. $3 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ — in das Expansionsrohr eingehängt und geerdet. Die Beleuchtung wurde so angeordnet, daß man die Kondensation innerhalb und außerhalb des Käfigs gleichzeitig beobachten konnte.

Wenn ein elektrisches Feld im Expansionsrohr vorhanden wäre, wodurch ein gewisser Teil der Träger der Beobachtung entzogen werden könnte, war zu erwarten, daß innerhalb des Käfigs eine reichlichere Kondensation als außerhalb desselben stattfindet. Es wurden Versuche für Übersättigungen von 4 bis ca. 8 gemacht; die in nahe gleichem Gesichtsfeld bei gleicher Raumtiefe (ca. 2 cm) gezählten Tröpfchen sind (im Mittel) in Tab. 3 verzeichnet.

Tabelle 3.

Übersättigung:	4,1	4,5	4,8	6,0	7,0	8,0
Anzahl Tröpfchen innerhalb des Käfigs	0	2,5	7,8	viele	sehr viele	Nebel
außerhalb „ „	0	3,0	8,0	ebenso viele	ebenso viele	„

Auch bei künstlicher Trägererzeugung durch ein Ra-Präparat, das die vermutete Erscheinung hätte deutlicher hervortreten lassen müssen, blieb das Ergebnis dasselbe. Es war wohl durch diese Versuche konstatiert, daß eine genügende Feldfreiheit vorhanden war, so daß die im gewöhnlichen Beobachtungsraum bei geerdeten Elektroden gefundenen Ergebnisse als quantitativ auch bezüglich vorhandener elektrischer Träger aufgefaßt werden können.

Auf einwandsfreie Erdung der Elektroden ist aber besonderes Gewicht zu legen, da schon sehr kleine Felder im Expansionsraum von erheblichem Einfluß auf die nachweisbare Trägerzahl sind. (Vgl. die besonderen Versuche A II 1 α , d und β). Dieser Umstand ist in den bisherigen Untersuchungen kaum beachtet worden, was zu einem Teile die Abweichungen in den Angaben der Tröpfchengrenze bei verschiedenen Beobachtern (Donnan und Przibram) erklären dürfte. Hierüber und bezüglich weiterer Fehlerquellen in der Art der Versuchsanordnung vgl. im folgenden II, 1.

II. Versuchsergebnisse mit den einzelnen Dämpfen und Gasen.

Wir gehen jetzt zur Einzelbeobachtung der Kondensationserscheinungen über. Die Versuche gingen darauf aus, die Zahl der gebildeten Tröpfchen als Funktion der Übersättigung genau festzulegen.

Zur Beurteilung der Genauigkeit der Ergebnisse muß hierbei auch auf die in den verschiedenen Expansionsbereichen verschiedene Beobachtungsweise der Tröpfchenzahl näher eingegangen werden.

Es wurden zwei Apparate benutzt, beide von gleicher Form (Fig. 1), aber verschiedenen Dimensionen. Der kleinere Apparat hatte einen Beobachtungsraum von ca. 60 cm^3 , der größere dagegen von ca. 260 cm^3 Inhalt. Die Beobachtung der Tröpfchen geschah, wie oben gesagt, in der Kugel h (Fig. 1). Während für kleinere Tröpfchenzahlen (ca. 10–12) in der

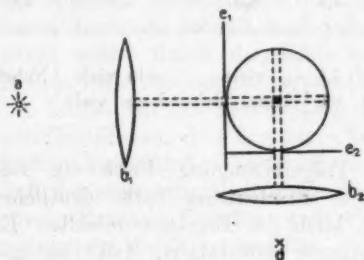


Fig. 3.

ganzen Kugel beobachtet wurde, mußte für größere Zahlen, d. h. für größere Übersättigungen, eine besondere Anordnung benutzt werden, die in Fig. 3 schematisch wiedergegeben ist. Durch Anbringen zweier Blenden e_1 und e_2 konnte, wie die Figur zeigt, ein beliebiges beobachtbares Volumen in der

Kugel fixiert werden, das leicht zu berechnen war und innerhalb dessen die Tröpfchen gezählt wurden. Jede Expansion eines gewissen Betrages wurde mehrmals wiederholt, die bei jeder Expansion gebildeten Tröpfchen gezählt und dann die Mittelwerte gebildet, wie in Tab. 1 und 2 gezeigt ist. Diese wurden danach auf 1 cm^3 reduziert. In dieser Weise konnte eine Anzahl gebildeter Tröpfchen bis ca. 8000 pro Kubikzentimeter, ziemlich genau festgestellt und durch Variieren des beobachtbaren Volumens noch weiter kontrolliert werden. Die Übereinstimmung der für verschiedene Volumina beobachteten Zahlen war im allgemeinen sehr gut, was für die Zuverlässigkeit der Methode spricht und zeigt, daß die Bestimmung des jeweils beobachteten Volumens fehlerfrei war.

Da aber dieses Volumen konstant im Raume war, während die in diesem Volumen sich bildenden Tröpfchen nach der Expansion auf ein größeres Volumen verteilt wurden, mußten die beobachteten Zahlen auf den Atmosphärendruck reduziert werden.

Für Übersättigungen, die so groß waren, daß Nebel gebildet wurde, wurde die Methode benutzt, die Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen zu messen. Diese wurden in einem gut vergrößernden Fernrohr beobachtet, worin eine Zahl paralleler, in gleichen Abständen angebrachter Fäden sich befand. Die Fallzeit wurde mit einer elektrischen Registriervorrichtung gemessen, die aus einem Sekundenpendel bestand, das mit einem gewöhnlichen Telegraphenapparat kombiniert war. Auf diese Weise konnte die Fallgeschwindigkeit längs einer größeren Strecke in ihren Teilen beobachtet werden, was sehr vorteilhaft war. Es war nämlich nicht ausgeschlossen, insbesondere bei Alkohol und Benzol, daß die Tröpfchen und infolgedessen die Fallgeschwindigkeit wegen Verdampfens während des Falles kleiner wurden, was zu falschen Ergebnissen führen würde. Eine solche systematische Abnahme der Fallgeschwindigkeit wurde aber niemals beobachtet.

Die Expansionsröhre wurde auch in einigen Fällen von einer Papphülle umgeben, das Licht der Bogenlampe durch eine ca. 15 cm dicke Schicht wäßriger CuCl_2 -Lösung und grüne Gelatine filtriert, um Ultrarot und Rot abzuhalten und damit unkontrollierbare Erwärmungen des Gases und der Glaswände der Kugel zu verhindern. Es könnten nämlich leicht Konvektionsströme im Beobachtungsraum entstehen und die Messungen der Fallgeschwindigkeit fälschen. Diese Anordnung änderte jedoch nichts an den Resultaten unserer Versuche, bei denen immerhin als Vorsichtsmaßregel ein Wasserfilter für Absorption der Wärmestrahlen eingeschaltet blieb. Auch war im weißen Licht eine größere Genauigkeit bei den Messungen zu erzielen.

Aus der Fallgeschwindigkeit v wurde dann mit Hilfe der bekannten Stokesschen Formel

$$v = \frac{2}{9} g r^2 \frac{(\sigma - \varrho)}{\eta}$$

der Radius r und daraus das Volumen der Tröpfchen er-

mittelt¹⁾, was zusammen mit der aus den Expansionsdaten berechneten Menge der kondensierten Flüssigkeit die Zahl N der Tröpfchen gab.²⁾ Die Dichte ρ des Gases konnte hierbei gegen die Dichte σ der Flüssigkeit vernachlässigt bleiben. Der maßgebende Koeffizient η der inneren Reibung für das Medium wurde nach der Mischungsregel aus dem Koeffizienten des Gases und des Dampfes berechnet. In den Fällen, wo es sich um Wasserdampf handelt, ist der Einfluß des Dampfes auf die innere Reibung des Gemisches nur gering, während bei Alkohol und Benzol eine etwas größere Korrektur anzubringen war. Diese im Falle größerer Expansionen benutzte Methode besitzt besondere Genauigkeit, weil die gebildeten Tröpfchen in diesem Falle, wie auch die Verwertung dieser Methode voraussetzt, alle von sehr nahe gleichmäßiger Größe sich erweisen, indem während der Senkung der Nebelmasse weder starke Verwaschung ihrer oberen Grenze, noch zunehmende Dichte nach unten eintrat, woraus, sowie auch nach direkter Beobachtung der einzelnen Tröpfchen, auf gleiche Fallgeschwindigkeit zu schließen ist. Im Falle kleinerer Übersättigung, d. h. geringer Gesamtröpfchenzahl, fielen dagegen die Größen der einzelnen Tröpfchen merklich verschieden aus; es konnte daher hierbei nur die in gegenwärtiger Arbeit zum erstenmal systematisch benutzte Methode der direkten Zählung durchgeführt werden.

Die mit beiden verschiedenen Methoden erhaltenen Zahlen schließen sich, wie sich im folgenden zeigen wird, sehr befriedigend aneinander an.

Die mit Hilfe der Fallgeschwindigkeiten erhaltenen Zahlen wurden außerdem mit einer optischen Methode kontrolliert, bei welcher der scheinbare Radius α der im beleuchteten Nebel beobachtbaren Diffraktionsringe n -ter Ordnung gemessen wurde. Dann konnte mit Hilfe der bekannten Formel

$$2r = \frac{n \cdot \lambda}{2 \sin \alpha}$$

1) Die so erhaltenen Radien gingen in keinem Fall unter $2,2 \cdot 10^{-4}$ cm (etwa 20 freie molekulare Weglängen in Luft von 1 Atm.) herab.

2) Die Korrekturen, welche nach Hrn. Millikan (Phys. Rev. 32. p. 384. 1911) und Hrn. Cunningham (Proc. Roy. Soc. Lond. A. 83. p. 357. 1910) an der Stokesschen Formel anzubringen sind, betragen in unserem Falle höchstens ca. 2,5 Proz. der ermittelten Tröpfchenzahlen, wodurch die Ergebnisse also nicht in merklicher Weise beeinflusst werden.

der Radius r und das Volumen der Tröpfchen berechnet werden und daraus wie oben die Zahl N der Tröpfchen pro cem.

Es kann sich hierbei aber nur um eine Kontrolle der Größenordnung der erhaltenen N -Werte handeln; denn die letzte Methode ist der ersteren an Genauigkeit unterlegen, da weder der Wert der jeweils beobachteten Wellenlänge λ noch der Radius der relativ breiten ineinander übergehenden Ringe mit großer Genauigkeit angebar sind. Trotzdem war die Übereinstimmung der durch die beiden letzten Methoden erhaltenen N -Werte recht befriedigend (vgl. Fig. 4 und Tab. 4).

Die für die Berechnung in Betracht kommenden Werte der Dampfspannung des Wassers sind den für Temperaturen über -16° von den Herren Scheel und Heuse¹⁾ durchgeführten Untersuchungen entnommen worden. Für Temperaturen unter -16° sind die Werte aus einer von diesen Herren angegebenen Formel berechnet, die sich, wie l. c. gezeigt wird, über -16° den direkten Beobachtungen sehr befriedigend anpaßt. Es kann daher kaum einem Zweifel unterliegen, daß dieselbe auch unter -16° , wenigstens innerhalb des von uns benutzten Temperaturbereiches bis höchstens -30° , zutreffend sein wird.

Die Dampfspannung des Äthylalkohols wurde den Beobachtungen Regnaults entnommen und unterhalb 0° (bis ca. -8°) graphisch extrapoliert.

Die benutzten Werte für Benzol sind durch graphische Extra- und Interpolation aus den Beobachtungswerten von Regnault, Young und Barker (wohl den besten vorliegenden) abgeleitet worden.

Die erforderliche Kenntnis des spezifischen Gewichtes σ des benutzten Dampfes für verschiedene Temperaturen wurde, da direkte Beobachtungen nicht vorliegen, durch Berechnung aus den Gradienten der Dampfspannung mit Hilfe der vollkommen bewährten Clausiusschen Formel

$$\sigma = \Theta \frac{\partial p}{\partial \Theta} \frac{A}{L}$$

hergeleitet.²⁾

1) K. Scheel u. H. Heuse, Ann. d. Phys. 29. p. 723. 1909.

2) Wir teilen hier die in genannter Weise ermittelten Werte der Dampfspannung p und des spez. Gewichtes σ der benutzten Flüssigkeiten mit, da deren unmittelbare Kenntnis auch anderen Untersuchungen von Nutzen sein dürfte. (Vgl. Tabb. auf folgender Seite.)

Ferner wurden die maßgebenden Werte von c_p/c_v für ein Gasdampfgemisch aus einer von Richarz angegebenen Formel¹⁾, und zwar für jede vorkommende Versuchstemperatur berechnet. Der Einfluß des Dampfes ist nur in Fällen beträchtlicher Dampfspannung groß.

Die Ermittlung der bei den einzelnen Expansionen niedergeschlagenen Dampfmenge erfolgte nach dem schon von Hrn. Wilson²⁾ eingehend angegebenen Verfahren.

Wasser					
t°	p mm	$\sigma \cdot 10^3$ g/cm ³	t°	p mm	$\sigma \cdot 10^3$ g/cm ³
-35	0,241	27,4	21	0,874	93,7
34	0,266	29,9	20	0,952	101,5
33	0,293	32,6	19	1,037	110,4
32	0,322	35,8	18	1,128	119,3
31	0,354	39,4	17	1,226	129,1
30	0,389	43,0	16	1,331	139,0
29	0,427	47,2	15	1,445	151,7
28	0,468	51,3	10	2,160	223,7
27	0,513	56,0	5	3,171	320,2
26	0,562	61,4	0	4,579	466,4
25	0,615	66,9	+ 5	6,543	648,5
24	0,672	72,6	10	9,210	891,7
23	0,734	78,8	15	12,790	1231,4
22	0,801	86,1	20	17,539	1665,5

Äthylalkohol			Benzol		
t°	p mm	$\sigma \cdot 10^7$ g/cm ³	t°	p mm	$\sigma \cdot 10^7$ g/cm ³
-10	6,53	115,0	-35	1,55	104
9	6,90	132,8	30	2,55	173
8	7,32	152,1	25	3,90	221
7	7,80	174,5	20	6,00	361
6	8,32	189,8	15	9,25	563
5	8,90	212,5	10	13,85	771
4	9,57	231,6	5	19,25	911
3	10,26	254,6	0	26,00	1219
2	11,01	277,8	+ 5	34,60	1584
1	11,83	304,9	10	45,35	1970
0	12,73	335,8	15	58,80	2641
+ 5	17,70	410,4	20	75,10	3144
10	24,08	541,6			
15	32,60	748,0			
20	44,00	1021,3			

1) F. Richarz, Ann. d. Phys. 19. p. 639. 1906.

2) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. 189. p. 298. 1897.

1. Expansionen mit Wasserdampf.

a) In Luft.

a) *Versuche in feldfreiem Raume.* — Zuerst wurden Versuche mit Wasserdampf in Luft angestellt. Als Versuchsgesetz diente hauptsächlich die kleinere Röhre mit einem Beobachtungsraum von ca. 60 cm³. Die eingeschmolzenen Pt-Drähte waren sorgfältig geerdet. Die Mittelwerte der Ergebnisse dieser Versuche im *feldfreien Raume* sind in Tab. 4 zusammengestellt. Kolonne 1 enthält die Expansionen, bei denen die in Kolonne 4 verzeichneten Tröpfchenzahlen N/cm³ beobachtet waren. Kolonne 2 enthält die, wie oben gezeigt, berechneten Übersättigungen. In der 3. Kolonne finden sich die nach der W. Thomsonschen Formel hieraus berechneten Radien R₀, die aber, wie vorausbemerkt werden muß, für uns nicht etwa

Tabelle 4.

Wasserdampf-Luft. Expansion in feldfreiem Raum.

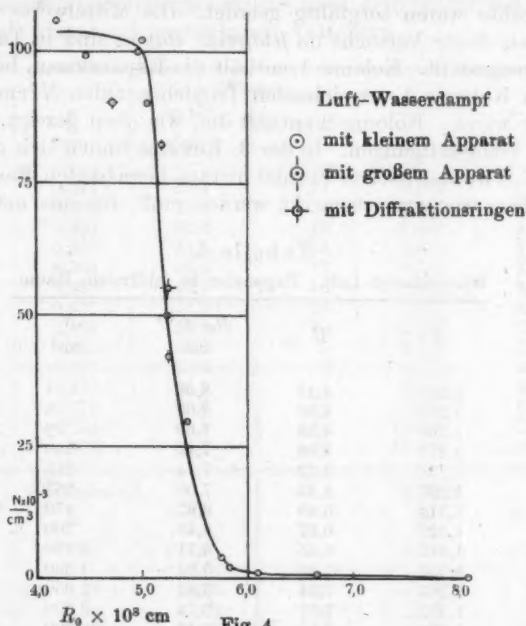
<i>E</i>	<i>Ü</i>	<i>R</i> ₀ · 10 ⁴ cm	<i>N</i> cm ³
1,253	4,12	8,09	< 1
1,260	4,32	8,00	8
1,266	4,58	7,69	78
1,277	4,86	7,40	160
1,291	5,22	7,14	215
1,297	5,35	7,00	263
1,314	5,89	6,67	470
1,323	6,17	6,48	700
1,342	6,85	6,11	1 180
1,356	7,35	5,94	1 350
1,365	7,74	5,82	2 050
1,372	7,87	5,74	> 3 500
1,397	9,12	5,43	29 700
1,408	9,91	5,26	42 000
1,415	10,00	5,24	50 000
1,417	9,94	5,26	41 200 ¹⁾
1,420	10,11	5,19	82 000 ¹⁾
1,420	10,00	5,24	50 000 ²⁾
1,431	10,86	5,06	90 000
1,436	11,20	5,01	102 000
1,448	11,25	4,97	100 000
1,485	13,40	4,73	90 000 ²⁾
1,508	15,34	4,48	99 200
1,544	19,34	4,20	105 700

1) Mit großem Apparat beobachtet.

2) Aus Beobachtung der Beugungsringe.

die Bedeutung von Kernradien haben, sondern nur als mathematische Hilfsgröße erscheinen, über deren Auswertung zur Ermittlung der wahren Größe der für die Kondensation maßgebenden Kerne unter B. berichtet wird.

Wie aus der Zusammenstellung und deren graphischer Darstellung in Fig. 4 hervorgeht, zeigt sich mit zunehmender



Übersättigung ein nahe kontinuierlicher Anstieg der Tröpfchenzahl, was auf ein Vorhandensein allmählicher Übergänge der Kernradien schließen läßt.

Die hier mitgeteilten Ergebnisse wurden, wie bereits erwähnt, im wesentlichen mit dem *kleineren Versuchsapparat* erhalten. Zur Prüfung derselben und zur Entscheidung über ihre erforderliche Unabhängigkeit von der Wahl des Apparates bzw. von etwa noch unberücksichtigten Faktoren wurden die Versuche teilweise mit einem *größeren Apparat* wiederholt. Die Resultate sind in Fig. 4 eingetragen. Die gute Überein-

stimmung derselben mit den älteren Werten läßt auf Unabhängigkeit unserer Angaben von den Apparatdimensionen schließen (vgl. hierfür noch die Versuche mit Wasserstoff, II, 1 c).

Aus den im vorigen angeführten Ergebnissen ist zunächst folgendes zu entnehmen: Bei Übersättigungen > 7 steigen die Zahlen der gebildeten Tröpfchen sehr rasch, so daß der Anblick eines mehr oder weniger dichten Nebels entsteht. Was man hierbei als „Nebelgrenze“ bezeichnen will, ist offenbar davon abhängig, was der Beobachter unter Nebel versteht. Die in der bisherigen Literatur übliche Festlegung einer scharfen Nebelgrenze überhaupt erscheint für denjenigen, der sie mit Schärfe aufsuchen will, völlig illusorisch, und es werden hiernach die bei den Beobachtern sich findenden Abweichungen ihrer Angaben auch verständlich.

Auch bezüglich der „Tröpfchengrenze“ ist folgendes zu bemerken: Wie man sieht, werden im Anfang für Übersättigungen etwas oberhalb 4,2 sehr wenige Tröpfchen gebildet, und wenn nicht für möglichst beste Beleuchtung der Tröpfchen gesorgt ist, können diese spärlichen Tröpfchen leicht der Beobachtung entgehen, wodurch ein so erhaltener Wert der Tröpfchengrenze nicht unwesentlich verschoben werden kann.

Hinzuweisen ist, als auf ein besonderes Ergebnis unserer Versuche, auf die Annäherung der beobachtbaren Kernzahl mit wachsender Expansion an einen oberen Grenzwert, was anzeigt, daß bei einer bestimmten Expansion alle überhaupt vorhandenen Kerne abgefangen werden, daß also auch deren Gesamtzahl eine festbegrenzte ist. Sie findet sich für Wasserdampf zu ca. 100000 pro Kubikzentimeter. Eine andere, von Hrn. Barus herangezogene, in der Versuchsanordnung liegende Deutung dieses Ergebnisses, nämlich daß bei weiterer Vergrößerung der Expansion die Temperaturerniedrigung infolge Wärmezufuhr von außen nicht weiter getrieben werden könne, ist für unseren Fall als unzutreffend zu bezeichnen, da bei Benutzung anderer Flüssigkeiten, wie namentlich beim Alkohol, die Grenze bereits bei Temperaturerniedrigungen bzw. Expansionen eintritt, welche im Falle des Wassers bei demselben Apparat noch weit zu überschreiten war.

Beträchtlichen Einfluß auf die Beobachtungen kann die Geschwindigkeit der im Apparat auftretenden Expansionen

ausüben. Es ist durchaus erforderlich, daß die Apparatanordnung den Forderungen eines adiabatischen Vorganges genügt. Hierauf wurde bei unseren Versuchen durch möglichste Verkürzung und Erweiterung des Expansionsraumes unter Vermeidung enger Rohrstücke und langer Gaswege schon von vornherein besondere Rücksicht genommen. Es erfolgte aber außerdem noch eine besondere Kontrolle des genügend adiabatischen Verlaufes durch die Verwendung zweier Apparate wesentlich verschiedener Dimension, was wir bereits im vorstehenden näher hervorgehoben hatten.

Diese Rücksichtnahme auf die Schwierigkeiten der adiabatischen Bedingung ist in vielen bisherigen Untersuchungen nicht zu erkennen. Dies bezieht sich insbesondere auf die Beobachtungen von Hrn. Barus¹⁾, der eine sehr große Zahl von Messungen über die Nebelbildung in staubfreier Luft veröffentlicht hat. Eine Kurve, die eine unserer in Fig. 4 gegebenen Kurve ähnliche Form hat, findet man auch bei diesem Verfasser, nur mit dem wesentlichen Unterschied, daß die von ihm verzeichneten Tröpfchenzahlen durchweg erheblich größer sind.²⁾ Es ist wohl nicht zu bezweifeln, daß diese Abweichungen durch die nicht genügend einwandfreie Versuchsweise des Hrn. Barus zu erklären ist. Hr. Barus benutzt nämlich für seine Expansionsversuche jeweils relativ große Gasräume, in denen die Abkühlung bei einer Expansion kaum als streng adiabatisch wird angesehen werden können, wenn die Drehung eines entsprechend großen Hahnes für die Zeitdauer des Druckausgleiches bestimmend ist, wie es bei seinen Versuchen stets der Fall war. Die sich niederschlagende Wassermenge wird hierbei geringer als die aus der Größe der Expansion berechnete, so daß die Rechnung also zu große Tröpfchenzahlen ergibt.

Ein ähnlicher Einwand besteht auch gegen die Versuchsanordnung von Hrn. Przibram. Dieser Verfasser hat zwar keineswegs große Beobachtungsräume benutzt; dieselben waren aber durch verhältnismäßig lange und enge Rohrleitungen vom Hauptexpansionsraum abgezweigt und daher ebenfalls

1) C. Barus, Carnegie-Institut 40. 1906; 62. 1907; Ann. d. Phys. 24. p. 225. 1907.

2) Hr. Barus hat seine Versuchsergebnisse nicht von unseren Gesichtspunkten aus, wie es hier geschieht, verwertet.

kaum genügend streng adiabatisch abgekühlt worden. Dadurch dürften sich die durchweg merklich größeren Expansionswerte, die dieser Autor bei seinen Beobachtungen findet, erklären. (Vgl. auch den nächsten Abschnitt II, 1, a, β .)

Der vorstehend besprochene Einwand kann gegen die Beobachtung von Hrn. Wilson nicht erhoben werden, wie unsere Kontrolle durch die Variation der Gefäßweite zeigt; dagegen finden wir seine Zählungen der Kerne keineswegs bestätigt. Hr. Wilson versuchte bereits in seiner ersten oft erwähnten Untersuchung neben der Ermittlung von bestimmten Expansionsgrenzen auch die Bestimmung der Zahl der Tröpfchen für eine gewisse Expansion; er ist dabei aber über gewisse rohe Annäherungen nicht hinausgegangen. In einem Falle hat Hr. Wilson¹⁾ dabei die Farbenerscheinungen durchgehenden Lichtes im Nebel für steigende Expansionen beobachtet und zuletzt einen Expansionswert erreicht, wo der Nebel „von allen Seiten aus dasselbe weißliche Aussehen aufwies“. Hier sollte der Durchmesser eines Tröpfchens eine Wellenlänge des roten Lichtes nicht übersteigen, also einen Wert von ca. $5 \cdot 10^{-5}$ cm haben. Mit Hilfe dieser Annahme berechnet so Hr. Wilson die Zahl 10^8 pro Kubikzentimeter. Unsere eingehenden Ermittlungen haben dagegen den Wert 10^5 als Höchstgrenze ergeben (vgl. Tab. 4 und Fig. 4). Die Zahl der Tröpfchen für kleinere Übersättigungen hat Hr. Wilson²⁾ aus groben Beobachtungen der Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen ermittelt; er kommt so für eine Expansion = ca. 1,31 zu der Zahl ca. 1000 pro Kubikzentimeter, während er in einer früheren Arbeit³⁾ diese Zahl auf ca. 100 schätzte. Seine quantitativen Angaben sind nach alledem kaum der Größenordnung nach als treffend zu betrachten.

β) *Expansionen in elektrischen Feldern.* — Was die Natur der im vorstehenden festgelegten Kerne betrifft, so ist, den früheren Betrachtungen in der Einleitung entsprechend, anzunehmen, daß ein gewisser Teil derselben unelektrisch ist, ein anderer Teil infolge der Wirkung der durchdringenden Strahlung im Gase bzw. Dampfraum in elektrischem Trägerzustand befindlich ist. Um eine Trennung beider Kernarten

1) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Lond. 189. p. 298. 1897.

2) C. T. R. Wilson, Phil. Mag. 7. p. 6 u. 189. 1904.

3) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Lond. 189. p. 307. 1897.

vorzunehmen, wurden Beobachtungen über den Einfluß elektrischer Felder auf die nachweisbare Kernzahl angestellt.

Es wurden hierfür zwischen der Platinplatte und der Wasseroberfläche verschiedene elektrische Spannungsdifferenzen angelegt. Die Platinplatte war immer mit dem positiven Pol einer Akkumulatorenbatterie verbunden, und der negative Pol mit dem Wasser, da im umgekehrten Fall sich bei Anwendung hoher Spannungen gezeigt hat, daß offenbar wegen Überfließens eines elektrischen Stromes längs der Glaswand nach der anderen Elektrode eine geringfügige Elektrolyse des Wassers zum Aufsteigen von Gasblasen und damit zum Auftreten einer störenden Trägerquelle führt. Ist der ins Wasser hineinragende Platindraht negativ, so wird der sich etwa abscheidende Wasserstoff an ihm okkludiert und daher unschädlich gemacht.

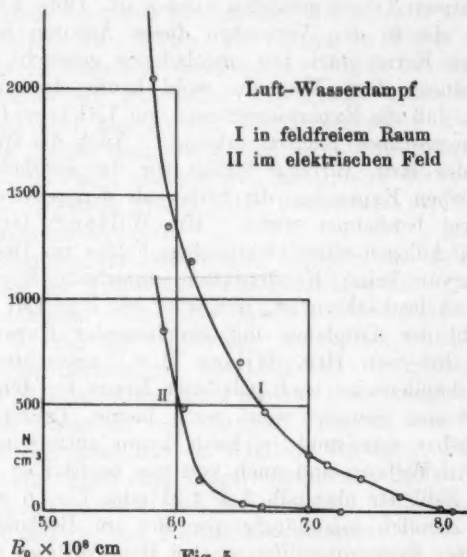
Der Einfluß des Feldes zeigt, wie aus Tab. 5 und deren graphischer Darstellung in Fig. 5 ersichtlich ist, daß die größten bei der Expansion beobachtbaren Kerne immer elektrische

Tabelle 5.

Wasserdampf-Luft. Expansion in elektrischen Feldern.

E	U	$R_0 \cdot 10^{+3}$ cm	N pro cm ³ Feld (Volt/cm)					
			—	1,2	11	30	55	330
1,253	4,12	8,09	<1	—	—	—	—	—
1,260	4,32	8,00	8	—	—	—	—	—
1,266	4,58	7,69	78	<1	—	—	—	—
1,277	4,86	7,40	160	6	—	—	—	—
1,280	5,00	7,25	9	<1	<1	<1	<1	<1
1,288	5,15	7,14	11	6	5	7	7	7
1,291	5,22	7,14	215	—	—	—	—	—
1,297	5,35	7,00	263	125	50	—	7	8
1,307	5,67	6,84	—	—	—	—	—	15
1,314	5,89	6,67	470	—	—	—	—	—
1,322	6,16	6,50	—	—	—	30	25	30
1,323	6,17	6,48	700	—	—	—	—	—
1,338	6,73	6,17	—	—	—	—	160	150
1,342	6,85	6,11	1180	—	—	—	—	—
1,348	7,08	6,04	—	—	—	—	—	490
1,356	7,35	5,94	1350	—	—	—	—	—
1,357	7,37	5,90	—	—	—	—	—	850
1,365	7,74	5,82	2050	—	—	—	—	—
1,372	7,87	5,74	> 3500	—	—	—	—	2700
1,415	10,00	5,24	50000	—	—	—	—	—
1,420	10,20	5,22	—	—	—	—	—	55000

Ladung tragen. Nach unseren Beobachtungen beginnen erst bei 5-facher Übersättigung auch in starken Feldern Kerne aufzutreten, deren Zahl mit weitersteigender Übersättigung erst langsam, dann stark anwächst, und die — von einer geringen Zahl abgesehen, die noch als Träger betrachtet werden könnte — als unelektrische Kerne anzusehen sind.



Der Vergleich beider Kurven läßt erkennen, daß die in den Versuchen auftretende Anzahl Träger beider Vorzeichen zusammen pro Kubikzentimeter etwa 900 betrug. Da die einzelnen Expansionsversuche immer in Intervallen von mehreren Minuten aufeinander folgten, so ist diese Trägerzahl als Gleichgewichtszahl der von der durchdringenden Strahlung im benutzten Versuchsraum pro Kubikzentimeter erzeugten Träger anzusehen. Es berechnet sich hieraus mit dem Rekombinationskoeffizienten $\alpha = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$ die von der durchdringenden Strahlung in unserem Versuchsraum in der Sekunde gebildete Trägerzahl zu ca. 0,4 pro Kubikzentimeter, was der Größenordnung nach mit den bekannten Angaben

anderer Autoren für die Trägerbildung in der freien Atmosphäre übereinstimmt.¹⁾

Wie man sieht, hat die Expansion von ca. 1,31, für welche die *ungeladenen* Kerne in größerer Zahl anfangen, kondensierend zu wirken, denselben Wert, der in den Versuchen der Herren Wilson und Przibram als charakteristisch für die positiven Träger gefunden worden ist. Ohne Zweifel waren deshalb die in den Versuchen dieser Autoren beobachteten positiven Kerne stark mit ungeladenen gemischt, und es ist daher durch diese Versuche wohl kaum einwandsfrei festgestellt, daß die Expansionsgrenze von 1,31 oder $\bar{U} = 6$ wirklich den *positiven* Trägern zukommt. Auch die späteren Versuche des Hrn. Wilson führen für die *ungeladenen* Kerne zur gleichen Expansion, die früher als den *positiven* Trägern zugehörig bezeichnet wurde. Hr. Wilson²⁾ fand nämlich, daß bei Anlegen eines elektrischen Feldes im Beobachtungsraum zwar keine Kondensation unterhalb $E = 1,31$ oder $\bar{U} = 6$ zu beobachten ist, daß aber bei $E = 1,31$ beginnend, die Zahl der Tröpfchen mit zunehmender Expansion rasch steigt. Die von Hrn. Wilson (l. c.) versuchte Erklärung des Vorhandenseins noch geladener Kerne bei den Versuchen — weil eine gewisse, wenn auch kleine, Trägerzahl immer nachweisbar sein muß — kann kaum zutreffen; denn wie von Hrn. Wilson und auch von uns beobachtet worden ist, ist die Zahl der oberhalb $E = 1,31$ oder $\bar{U} = 6$ auftretenden Kerne ziemlich unabhängig von der im Beobachtungsraum angelegten Spannungsdifferenz (bei Hrn. Wilson gleichgültig, ob 40 oder 1000 Volt zwischen den Elektroden).

1) Aus den in der freien Atmosphäre von zahlreichen Beobachtern an verschiedenen Orten durchgeführten Trägerzählungen berechnet sich ein Mittelwert von ca. 1300 Trägern beider Vorzeichen zusammen pro Kubikzentimeter freier Luft im Gleichgewichtszustand (vgl. H. Mache u. E. v. Schweidler: „Atmosphärische Elektrizität“ 1909, p. 88). Die pro Sekunde erzeugte Trägerzahl findet sich mit dem oben angegebenen Rekombinationskoeffizienten hieraus zu ca. 0,84 pro Kubikzentimeter. Die von uns gefundene Trägerzahl befindet sich hiermit in befriedigender Übereinstimmung, wenn man berücksichtigt, daß in unserem durch Zimmerwände und die Glaswand des Apparates abgeschlossenen Raum eine merklich geringere Trägerbildung zu erwarten ist als in freier Atmosphäre.

2) C. T. R. Wilson, Phil. Mag. (4) 7. 1904.

In den folgenden Versuchen, in denen die Trägerzahl künstlich erhöht wurde, tritt dieser Punkt noch deutlicher hervor.

γ) *Versuche mit künstlicher Trägererzeugung.* Zu weiterer Prüfung des Ergebnisses bezüglich der Anzahl mitwirkender Träger und ungeladener Kerne war es von Interesse, die Trägerzahl künstlich durch Bestrahlung von außen in möglichst meßbarem Betrag zu erhöhen. Es wurden zu diesem Zwecke drei radioaktive Präparate verschiedener Stärke benutzt.

Erst wurde ein Stückchen Pechblende außerhalb der Beobachtungskugel angebracht. Durch besondere Leitfähigkeitsmessung konnte festgestellt werden, daß die Trägererzeugung in diesem Falle, bezogen auf das Innere des Beobachtungsraumes, ca. 3500 Träger jedes Vorzeichens pro Sekunde und Kubikzentimeter ergab.

Die Expansionsversuche hierbei ergaben das auffallende Resultat, daß die Tröpfchengrenze gegenüber der ohne Präparat beobachteten von 1,253 deutlich auf 1,245, also zu niedrigeren Werten der Expansion, verschoben wurde. Ausführlichere Beobachtungen oberhalb der Tröpfchengrenze wurden mit diesem schwachen Präparat nicht vorgenommen.

Darnach wurde ein viel stärkeres Präparat benutzt, und zwar ein Ra-Präparat mit ca. 0,05 mg Ra met. Die elektrische Messung ergab eine Trägerbildung von 24000 Trägern beider Zeichen zusammen pro Sekunde und Kubikzentimeter bezogen auf den Ort des Beobachtungsraumes.

Analoge Versuche wurden mit einem noch stärkeren Präparat mit 2,5 mg Ra met. wiederholt. Die Messung der Trägererzeugung, bezogen auf den Expansionsraum, ergab $8 \cdot 10^6$ Träger beider Zeichen zusammen pro Sekunde und Kubikzentimeter.

Die Ergebnisse dieser Expansionsbeobachtungen sind in Tab. 6 und Fig. 6 wiedergegeben. Wie schon früher beobachtet worden ist, wächst die Zahl der Tröpfchen stark mit zunehmender Trägerzahl, und die Tröpfchengrenze erfährt eine weitere erhebliche Erniedrigung. Daß die elektrisch geladenen Kerne (Träger) größer sind als die ungeladenen, haben bereits die Versuche ohne künstliche Bestrahlung gezeigt, und dies wird auch als unmittelbare Folge der Attraktionskräfte der Ladung auf die Umgebung des Kernes, die zu einer

Tabelle 6.

Wasserdampf-Luft. Expansion bei künstlicher Trägererzeugung.

E	\bar{U}	$R_0 \cdot 10^6$ cm	N/cm^3											
			Mit 0,05 mg Ra met.								Mit 2,5 mg Ra met.			
			Feld (Volt/cm)								Feld (Volt/cm)			
			0	1,2	5,5	11	55	110	165	275	0	55	110	275
1,220	3,46	9,92									< 1			
1,223	3,51	9,54									3			
1,227	3,60	9,0	< 1								10			
1,234	3,70	8,73	2	< 1										
1,240	3,82	8,42	100	6	2	< 1					525			
1,248	3,95	8,20	580								< 4000	2	< 1	
1,253	4,10	8,10	1500	75	18	17	3	< 1	< 1	< 1	Nebel	8	4	3
1,260	4,31	8,02	3000	240	140	40	9	10	6	6				
1,290	5,15	7,20	Nebel		2000	650	200		40	40				
1,313	5,75	6,70							550	550				
1,335	6,50	6,28	65 000			11 000				1 700				
1,372	7,85	5,75								3 800				
1,425	10,00	5,25	120 000							55 000				

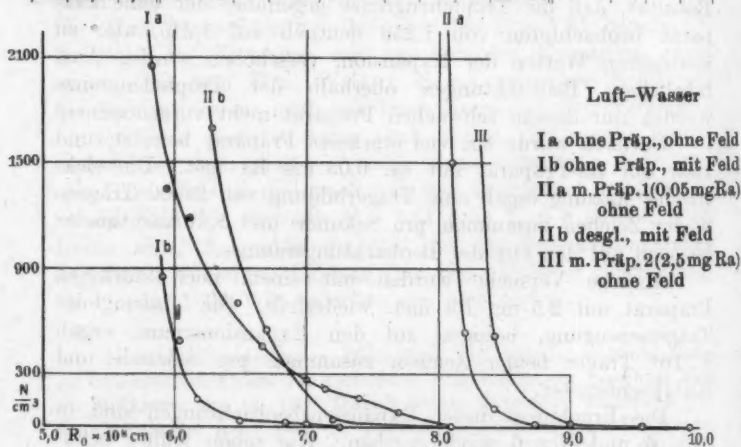


Fig. 6.

Anlagerung einzelner Moleküle führt, verständlich. Wir haben in dieser Weise den Unterschied der Kurven Ia und Ib gegeneinander zu deuten. Wenn aber die mit künstlicher Bestrahlung gefundenen Kurven eine weitere beträchtliche Verschiebung nach größeren Abszissen aufweisen, so muß

hier das Hinzukommen noch größerer Träger gefolgert werden, für deren Auftreten die Ladung allein nicht maßgebend sein kann. Zwar vermag eine erhebliche Vergrößerung der Trägerzahl (im gegenwärtigen Fall etwa im Verhältnis 60:1) wegen Verbesserung der Sichtbarkeit der Tröpfchen im gleichen Verhältnis die Grenze der Tröpfchenbildung scheinbar nach größeren Werten von R_0 zu verschieben, jedoch würde hierdurch, wie eine einfache Überrechnung ergibt, höchstensfalls nur das Auftreten des niedrigen Kurvenstückes oberhalb des Abszissenwertes von etwa 8,4 der Kurve II a und III zu erklären sein. Das Auftreten der hohen Ordinatenwerte jenseits $R_0 = 8,0$ der Kurve II a und III muß daher durch das tatsächliche Neuauftreten größerer Kerne in diesen Fällen gedeutet werden. Wir betrachten dieselben als chemische Reaktionsprodukte der benutzten Strahlung (β - bzw. γ -Strahlen) in dem Gase bzw. Dampf (etwa Ozonbildung und Reaktion desselben mit vorhandenen fremden Dämpfen oder Wirkung auf die vorhandenen Dampfmoleküle selbst), deren Größe und Anzahl nach bereits Bekanntem (Lenard und Ramsauer l. c.) mit der Intensität der Bestrahlung wächst und daher andererseits in unserem Falle relativ klein bleiben muß. Diese Reaktionsprodukte werden vornehmlich Anlagerungsstellen für die gleichzeitig gebildeten Träger sein, daher also noch größer werden und in der Hauptsache durch ein elektrisches Feld beseitigt werden können. Dem entspricht auch die starke Verschiebung der zu II a gehörigen Feldkurve II b. Daß diese Kurve aber noch die ohne Bestrahlung erhaltene Feldkurve I b und sogar noch die entsprechende ohne Feld gewonnene Kurve I a übersteigt, stimmt mit unserer Deutung des Auftretens größerer unelektrischer Kerne überein und zeigt an, daß nur der größere Teil derselben durch Trägeranlagerung elektrisch geladen wurde.

Der Einfluß elektrischer Felder in diesen neuen Fällen ist gegenüber der früheren „spontanen“ Trägerbildung wesentlich deutlicher, insofern auch hier die jetzt relativ große Tröpfchenmenge bei Übersättigung unterhalb 4 ($R_0 > 8$) vollständig ausgeschaltet wird. Bei weiterwachsender Übersättigung aber beginnt der Feldeinfluß zurückzutreten. Ermittelt man aus dem Vergleich beider Kurven mit und ohne Feld (II a und II b) die gegenwärtig (mit Präparat I) nachweis-

bare Trägerzahl, so findet sich ca. 65000 pro Kubikzentimeter. Unter Zugrundelegung der durch elektrische Messung nachgewiesenen Trägerbildung von 24000 pro Sekunde und Kubikzentimeter berechnet sich demgegenüber als Gleichgewichtsmenge die merklich größere Zahl 110000. Die durch die Expansionsversuche nachweisbare Anzahl erscheint danach etwas geringer als diejenige, die tatsächlich als vorhanden zu betrachten ist. Die Erklärung hierfür ist in der bekannten trägerverzehrenden Wirkung der größeren Kerne (chemische Reaktionsprodukte) zu suchen. Diese Wirkung kann danach immerhin noch als relativ klein bezeichnet werden, was bei der relativen Kleinheit der vorhandenen Kerne auch zu erwarten war.

Expansionsbeobachtungen bei künstlicher Trägererzeugung durch radioaktive Präparate sind schon früher gemacht worden; aber nur Hr. Barus¹⁾ hat beobachtet, daß die maximale Größe der Kerne mit zunehmender Trägererzeugung wächst. Von Hrn. Wilson²⁾ ist mit Uranoxyd die Erniedrigung der Kondensationsgrenze nicht gefunden worden, welcher Autor überhaupt der Meinung ist, daß elektrische Kondensationskerne („Ionen“) stets die gleiche Übersättigung geben. Aus einigen seiner Versuche mit Wasserstoff und Wasserdampf, verglichen mit früheren ähnlichen Versuchen ohne Uranoxyd, könnte man allerdings eine Andeutung für eine Verschiebung der Kondensationsgrenze herleiten, die er aber selbst nicht bemerkt.

Bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen haben mehrere Beobachter eine Erniedrigung der Tröpfchengrenze gefunden, die aber allerdings von Hrn. Wilson nicht zutreffend gedeutet worden ist (vgl. Einleitung). Andererseits hat Hr. Przibram in seinen Versuchen, wo die — durch Röntgenstrahlen erzeugten — positiven und negativen Träger getrennt wurden, sogar eine etwas höhere Tröpfchengrenze ($E = 1,265$) gefunden, was nur mit Berücksichtigung der Fehlerquellen verständlich erscheint. (Vgl. Fehlerquellen der Anordnung unter a im vorstehenden).

Wenn wir im vorstehenden genötigt waren, in den Fällen künstlicher Trägererzeugung das Auftreten chemischer Reaktionsprodukte teilweise fremder Bestandteile des Gasraumes

1) C. Barus, Carnegie-Institut 40. p. 37. 1906.

2) C. T. R. Wilson, Phil. Trans. Lond. 192. 1900.

anzunehmen, die Natur und Größe der hierbei beobachtbaren Kerne der Kondensation also nicht ausschließlich als charakteristisch für den betreffenden Dampf bzw. das betreffende Gas anzusehen, so muß der Frage, wieweit auch in dem vornehmlich untersuchten Fall der spontanen Kernbildung fremde Bestandteile noch mitwirken könnten, erneut Beachtung geschenkt werden. Nach dem Ausfall der sorgfältigen Reinigungsversuche (A, 1, 2, b) muß geschlossen werden, daß eine Beeinflussung der Kernbildung durch fremde Bestandteile bei nicht künstlicher Bestrahlung jedenfalls in der Nähe der Grenze der Wahrnehmung bleibt. Dies geht auch aus dem Vergleich der Intensität der durchdringenden Erdstrahlung und derjenigen der künstlichen Radiumstrahlung hervor. Denn dieser zeigt, daß der kernbildende Einfluß der durchdringenden Erdstrahlung nur ca. 1:50000 desjenigen der betreffenden Radiumstrahlung betragen kann und sich daher höchstensfalls in einer geringen Verschiebung der Tröpfchengrenze nach kleineren Expansionen hin geltend machen könnte. Wir werden in der Tat — nach Berücksichtigung der beobachtbaren Kerngrößen in anderen Gasen — dazu geführt, eine geringe, ca. 0,1 Proz. der Gesamtmenge betragende Zahl der im Wasserdampf-Luftraum auftretenden größten Kerne als Produkte fremder Begleitsubstanzen des Versuchsraumes anzusehen (vgl. im späteren, B, 2). Danach bleiben mit Sicherheit 99,9 Proz. *aller nachgewiesenen Kerne charakteristische Bestandteile des reinen Dampf-
raumes.*

b) Wasserdampf in Kohlensäure.

Nach den oben gefundenen Ergebnissen mußte es für die Frage nach der Natur der Kerne von Interesse sein, zu untersuchen, inwiefern eine Variation der anwesenden Gasart die zu beobachtenden Kerne bezüglich Größe und Anzahl beeinflussen könnte. Es wurde daher unter sonst gleichen Umständen Kohlensäure in den Apparat eingeführt. Das Gas, das einer Bombe entnommen wurde, wurde mit längeren Pausen wiederholt durchgepreßt, der Chlorcalciumturm beseitigt und der bis jetzt benutzte Phosphorsäureturm und das Wattefilter durch andere ersetzt, die viel kleiner waren, um eventuelle Beimischungen von Luft zu vermeiden. Außerdem wurde zum selben Zweck das Rohr s (Fig. 1) mit einer

großen Flasche verbunden, die Kohlensäure enthielt. In dieser Weise wurde es verhindert, daß Luft in das den Stempel umgebende Wasser gelangte und damit die Reinheit der Versuche störte. Da nämlich c_p/c_v für Luft und Kohlensäure ganz verschiedene Werte haben, könnten schon geringe Luftbeimischungen von großem Einfluß auf die adiabatische Abkühlung sein.

Die in diesen Versuchen im feldfreien Raum erhaltenen Resultate sind in Tab. 7 und den Figg. 7 und 7a wieder-

Tabelle 7.

CO₂-Wasserdampf. Expansion in feldfreiem Raum.

E	\dot{U}	$R_0 \cdot 10^{+3}$ cm	$\frac{N}{\text{cm}^3}$
1,358	4,00	8,25	1
1,370	4,08	8,16	8
1,381	4,38	7,80	110
1,405	4,68	7,55	260
1,418	5,06	7,34	335
1,428	5,40	7,00	485
1,445	5,58	6,83	540
1,465	5,94	6,65	635
1,480	6,27	6,45	850
1,495	6,55	6,25	1200
1,545	7,98	5,82	7700
7,560	8,36	5,71	9400
1,574	8,61	5,62	16100
1,594	9,35	5,44	34100
1,612	9,98	5,31	45500
1,613	9,98	5,30	50300
1,641	10,66	5,22	57600 ¹⁾
			52700 ¹⁾
			65800 ¹⁾
1,640	10,93	5,13	80300
1,648	11,21	5,07	76600
1,689	11,63	5,00	92600
1,703	13,27	4,78	102400
1,706	13,60	4,75	101600
1,745	15,36	4,57	106400
1,744	15,08	4,57	105300
1,762	16,03	4,50	104000 ¹⁾
1,777	16,96	4,41	100000

gegeben, welch letztere den Kurventeil zwischen $R_0 = 6$ und $8 \cdot 10^{-8}$ in größerem Maßstab wiedergibt. Wie man sieht,

1) Aus Beobachtungen der Beugungsringe.

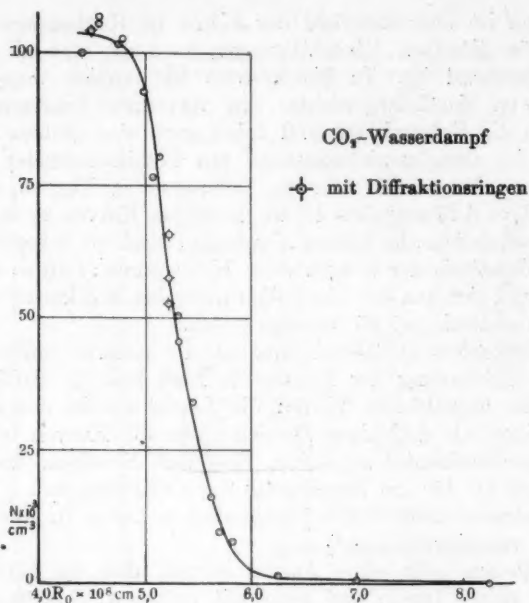


Fig. 7.

beginnt die Kondensation in Kohlensäure bei fast derselben Übersättigung wie in Luft. Für etwas größere Übersätti-

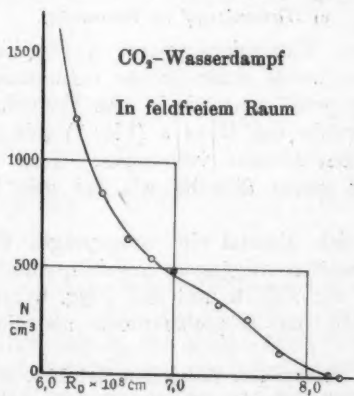


Fig. 7a.

ungen ist aber die Zahl der Kerne in Kohlensäure größer als für dieselben Übersättigungen in Luft, was aber nicht überraschend ist. In Kohlensäure ist nämlich wegen ihres größeren Molekulargewichtes eine vermehrte Trägererzeugung durch die Erdstrahlung und daher auch eine größere Trägerzahl im Gleichgewichtszustand pro Kubikzentimeter zu erwarten. Vergleicht man die Ordinaten in Figg. 5 und 7a für $R_0 = 6,35$ ungefähr da, wo, nach den Kurven zu schließen, wahrscheinlich alle Träger abgefangen sind, so bekommt man ein Verhältnis der Trägerzahlen Kohlensäure : Luft = ca. 1,32, während sich aus der Absorption nach den Molekulargewichten ein Verhältnis = 1,25 berechnen läßt.

Besonders auffallend aber ist die beinahe vollkommene Übereinstimmung der Kurven in Luft bzw. in Kohlensäure für die ungeladenen Kerne: die Lagen sowohl des steilsten Anstieges als desjenigen Bereiches, wo die Kurven beginnen, beinahe horizontal zu laufen, sind fast dieselben, und zwar, obwohl die für die Berechnung der Ordinaten und Abszissen in Betracht kommenden physikalischen Daten für die beiden ganz verschieden sind.¹⁾

Daraus geht ohne Zweifel hervor, daß die Einführung eines neuen Gases, und zwar mit größeren Molekülen, ohne Einfluß auf die Kernbildung blieb. Es war deshalb von Interesse, weitere Variation des Gases durchzuführen; es wurde daher Wasserstoff als besonders verschiedenes Gas gewählt.

c) Wasserdampf in Wasserstoff.

Der kleinere Expansionsapparat wurde hier zuerst benutzt. Das Gas wurde einer Bombe entnommen und durch die Apparatur gepreßt ganz wie in dem Versuche mit Kohlensäure. Jetzt wurde das Rohr s (Fig. 1) mit einer Wasserstoff enthaltenden Flasche verbunden. Sonst war die Versuchsanordnung genau dieselbe wie bei den früheren Versuchen.

Es zeigte sich diesmal eine ausgeprägte Verschiedenheit bei den Kondensationsvorgängen, sowohl qualitativ als quantitativ, wie aus der Tab. 8 und den Figg. 8 und 8a ersichtlich ist. Sowohl die Tröpfchengrenze als die Nebelgrenze

1) Auch für Kohlensäure findet man bei Hrn. Barus eine ähnliche Kurve; nur gilt auch hier, was oben (vgl. II, 1a) gesagt ist.

Tabelle 8.

H₂-Wasser. Kleiner Apparat.

<i>E</i>	<i>Ü</i>	<i>R₀</i> · 10 ³ cm	<i>N</i> cm ³
Feldfreier Raum.			
1,273	4,79	7,43	< 1
1,291	5,26	7,01	21
1,354	7,34	5,91	40
1,366	7,76	5,75	72
1,377	8,33	5,60	190
1,387	8,81	5,47	310
1,399	9,43	5,34	1600
1,419	10,00	5,15	15000
1,432	11,55	4,95	102600
1,444	12,13	4,88	137000
Elektrisches Feld 330 Volt/cm.			
1,349	7,23	5,94	2
1,363	7,74	5,80	15
1,381	8,70	5,55	172

H₂-Wasserdampf

⊙ großer Expansionsapparat
—○— kleiner Expansionsapparat

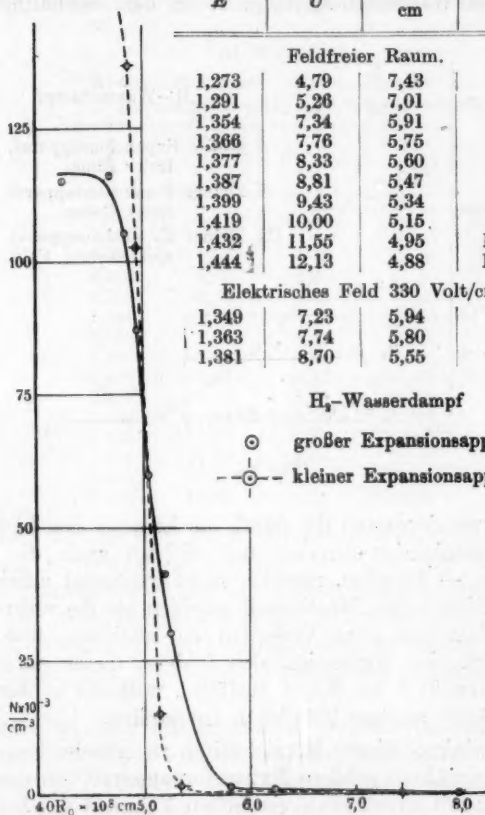
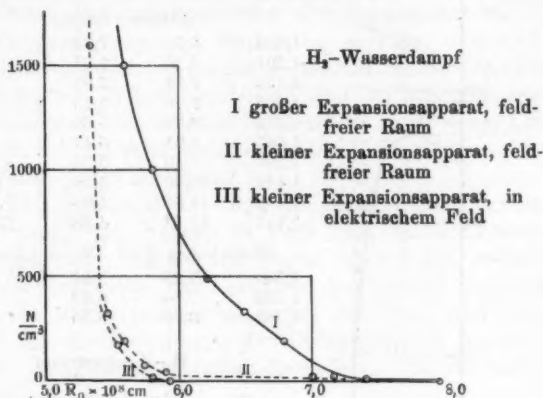


Fig. 8.

wurden wesentlich nach größeren Expansionen hin verschoben. Auch die Zahl der Tröpfchen war für kleine Expansionen bedeutend geringer als in den schon benutzten Gasen, während für größere Expansionen das umgekehrte Verhalten zu beobachten war. Diese Tatsachen sind einer doppelten Inter-

pretation fähig. Entweder hatte das Gas mit seinen kleineren Molekülen, im Gegenteil wie bei Luft und Kohlensäure, die Kernbildung beträchtlich beeinflußt, oder aber, es könnte seine große Wärmeleitungsfähigkeit in dem verhältnismäßig



kleinen Expansionsraum die durch die Expansionen bewirkten Temperaturerniedrigungen — und deshalb auch die Übersättigungen — fälschen, nämlich nicht genügend adiabatisch machen. Diese letzte Möglichkeit erschien als die wahrscheinlichste, schon aus dem Verhalten zu schließen, daß wenn Nebel durch eine Expansion sich bildete, dieser immer nur den mittleren Teil der Kugel ausfüllte, während in der Nähe der Glaswände weniger Tröpfchen entstanden.

Um zwischen diesen Möglichkeiten zu entscheiden, wurde der schon erwähnte größere Expansionsapparat von derselben Form, aber mit einem etwa vierfachen Volumen des Beobachtungsraumes, benutzt. Die ganze Versuchsanordnung war sonst genau dieselbe wie früher.

Das Ergebnis mit diesem größeren Apparat war sehr überraschend. Die früher erhaltenen Werte wurden sämtlich, wie die Tab. 9 und die Figg. 8 und 8a zeigen, nach kleineren Expansionen hin verschoben. Sowohl die Tröpfchengrenze als auch die Lage der ungefähren Nebelgrenze waren diesmal

in völliger Übereinstimmung mit den in Luft und Kohlensäure erhaltenen Werten. Nur die Zahl der Tröpfchen war für gleiche Abszissen kleiner, was auf geringere Trägerzahl wegen geringerer Absorption der Erdstrahlung zurückzuführen ist.

Tabelle 9.

Wasserstoff-Wasser. Großer Apparat.
Expansion in feldfreiem Raum.

E	\bar{U}	$R_0 \cdot 10^3$ cm	$\frac{N}{\text{cm}^3}$
1,255	4,19	7,96	1
1,273	4,85	7,41	5
1,280	4,99	7,17	18
1,296	5,55	6,78	190
1,321	6,02	6,50	320
1,341	6,68	6,22	490
1,366	7,62	5,81	1000
1,375	8,30	5,60	1500
1,410	9,94	5,25	30000
1,417	10,10	5,20	41200
1,428	10,60	5,05	60000
1,443	11,26	4,95	87200
1,456	12,10	4,83	105100
1,481	13,55	4,70	116100
1,499	15,73	4,24	115000

Dieser Schluß wird durch direkte Feldversuche bestätigt. Dieselben wurden zwar nur mit der kleineren Röhre ausgeführt, können aber trotz der Unrichtigkeit in den Absolutwerten die relative Änderung der Tröpfchenzahl durch das Feld mit genügender Annäherung erkennen lassen. Wie man sieht (Kurve III), ist der Feldeinfluß, wie zu erwarten, nur gering.

Vergleicht man die Ordinaten in den Wasserstoff- bzw. Luftkurven für $R_0 = 6,95$ — wie bei Kohlensäure —, so erhält man ein Verhältnis Luft:Wasserstoff = ca. 2,6. Würde man dasselbe Verhältnis berechnen, wenn die Trägerbildung proportional den Molekulargewichten angenommen wird, so würde der Wert von ca. 3,8 erhalten werden. Aus Messungen über die Trägererzeugung der Röntgenstrahlen in Wasserstoff ergibt sich aber, daß in Wasserstoff eine größere Trägererzeugung stattfindet, als nach dem Molekulargewicht zu erwarten wäre, ganz ebenso wie bei der Trägerbildung durch Kathodenstrahlen. Genaue Daten sind allerdings für unseren Fall nicht

bekannt. Nimmt man nach bisheriger Kenntnis den Faktor zu ca. 2 an, so würde sich der Wert des obengenannten Verhältnisses mit dem direkt beobachteten übereinstimmend zu 2,56 berechnen.

Die aus den vorhergehenden Versuchen gewonnene Vorstellung über die Einflußlosigkeit des Gases bei der Kernbildung wird also durch diese letzten Versuche voll bestätigt.

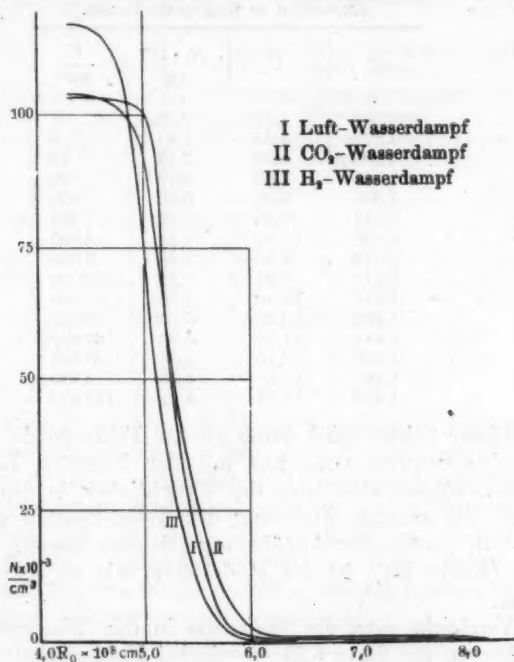


Fig. 9.

Zwar ist die Übereinstimmung der Wasserstoffkurve mit den anderen, wie Fig. 9 erkennen läßt, nicht gleich gut. Es ist aber ohne Zweifel anzunehmen, daß vielleicht immer noch nicht aller Einfluß der so abnorm hohen Wärmeleitungsfähigkeit dieses Gases beseitigt war, wodurch sich die Verschiebung der Kurve ohne weiteres erklären ließe.

Daß bei den anderen Gasen der Einfluß der Wärmeleitung

die gewonnenen Ergebnisse nicht fälschte — wegen der geringeren Größe der Wärmeleitung in diesen Fällen —, ist durch besondere Versuche mit demselben Apparat für Luft nachgewiesen worden, wie bereits früher erwähnt. Ein solcher Einfluß der Größenverhältnisse des Beobachtungsraumes ist in der bisherigen Literatur kaum besonders berücksichtigt worden. Das eigentümliche Verhalten des Wasserstoffs in den Versuchen von Hrn. Wilson findet jetzt ohne weiteres seine Erklärung. In dem Apparat von Wilson, der noch kleiner war als der hier benutzte, wurde ungefähr derselbe Wert der Tröpfchengrenze gefunden wie hier im kleineren Apparat. In einigen Fällen wurde sogar keine Kondensation für $E < 1,36$ beobachtet.

2. Expansionen mit Alkoholdampf.

a) Alkoholdampf in Luft.

Nachdem durch das Bisherige erwiesen ist, daß weder das benutzte Gas noch etwaige fremde Dampfspuren von wesentlichem Einfluß auf die Kerngröße waren, danach also die Kerne offenbar aus Molekülen der Flüssigkeit bestehen, wurde nun die letztere variiert. Es wurde zunächst Äthylalkohol gewählt, eine Flüssigkeit, deren Dampf wohl nächst dem Wasserdampf am besten bisher untersucht ist.

Für die Expansion in Luft wurde der kleinere Apparat mit einem ziemlich kleinen Glasstempel benutzt, da nur relativ kleine Expansionen erforderlich werden. Die Luft wurde in einem Phosphorsäureturm gut getrocknet. Auch war, um jede Wasserdampfspur fern zu halten, das Rohr *s* (Fig. 1) mit einem Phosphorsäureturm verbunden, so daß die Flüssigkeit nach der Einführung in den Apparat vor Wasserdampf vollständig geschützt war. Der Apparat wurde vor den Versuchen mehrmals mit Alkohol ausgespült und getrocknet.

Der als vollständig wasserfrei bezogene Alkohol wurde wiederholt mit wasserfreiem CuSO_4 ausgeschüttelt. Es war wohl dabei kein Zweifel, daß die benutzte Flüssigkeit möglichst wasserfrei war und auch so verblieb.

Die Expansionsversuche wurden sowohl in feldfreiem Raume als im elektrischen Feld ausgeführt.

Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Tab. 10 und den Figg. 10 und 10a wiedergegeben. Wie man sieht, und

wie bekannt ist, sind die hier benutzten Expansionen viel kleiner als bei Wasserdampf. Es zeigt sich hier eine niedrigere Tröpfchen- und Nebelgrenze als bei Hrn. Prziham

Tabelle 10.

Luft-Äthylalkohol.

E	\bar{U}	$R_0 \cdot 10^3$ cm	$\frac{N}{\text{cm}^3}$
In feldfreiem Raum.			
1,143	1,94	15,50	1
1,150	2,00	15,23	17
1,155	2,03	14,83	100
1,161	2,07	14,27	225
1,168	2,15	13,00	380
1,178	2,23	13,40	780
1,888	2,38	12,75	1400
1,200	2,45	12,00	105400
1,200	2,46	12,15	143000
1,219	2,69	11,61	190000
1,214	2,60	11,50	130000
1,210	2,64	10,96	264000
1,212	2,65	10,90	246000
1,233	2,75	10,33	332000
1,235	2,91	10,27	295000
1,252	3,00	9,85	337000
1,254	3,15	9,18	328000
1,274	3,41	8,52	330000
1,280	3,57	7,80	354000
Elektrisches Feld 330 Volt/cm.			
1,175	2,25	14,30	1
1,179	2,27	13,94	14
1,184	2,31	13,20	45
1,190	2,40	12,83	500
1,195	2,43	12,40	800

und Donnan¹⁾, und zwar $E=1,145$ bzw. $1,190$ gegen $E=1,170$ bzw. $1,220$ bei Hrn. Prziham und $E=1,20$ bzw. $1,25$ bei Hrn. Donnan. Während sich die Werte des Hrn. Prziham wohl wieder, wie früher hervorgehoben (vgl. II, 1), durch nicht genügend adiabatische Ausdehnung erklären, könnte die Abweichung der Donnanschen Werte, dessen Apparat im wesentlichen mit dem unserigen identisch ist, durch Vorhandensein geringer elektrischer Felder erklären, da eine Erdung nicht benutzt worden zu sein scheint. Den

1) F. G. Donnan, Phil. Mag. 3. p. 305. 1902.

erheblichen Einfluß sehr schwacher Felder haben bereits unsere früheren Angaben für Wasser gezeigt. Den Einfluß eines starken Feldes auf die gesamte Kernverteilung zeigt Kurve II in Fig. 10a.

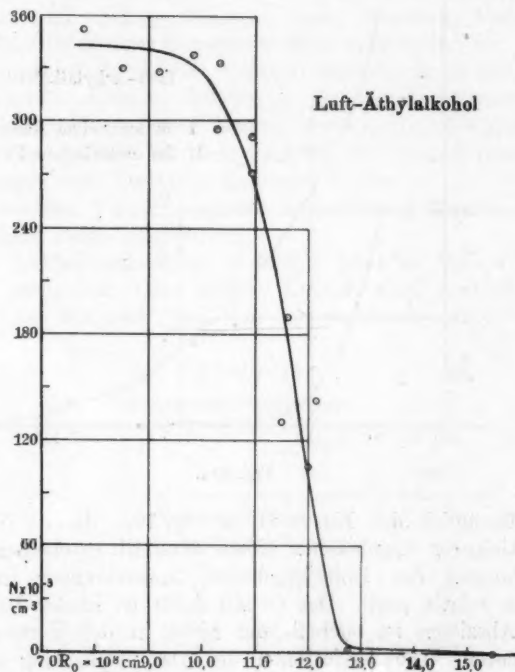


Fig. 10.

Beide Alkoholkurven haben ähnlichen Verlauf wie bei Wasser, sind aber erheblich nach größeren Abszissenwerten verschoben, was ein direkter Beweis für den Einfluß der Flüssigkeit auf die beobachtbare Kerngröße ist.

Betrachtet man die Zahl der pro Kubikzentimeter festgelegten Träger, die man erhält durch Subtraktion der Ordinaten der beiden Kurven (Fig. 10a) für den Abszissenwert, bei dem die Feldkurve beginnt, steil zu laufen (bei $R_0 = \text{ca. } 13,2$), so kommt man nahe zur selben Zahl, welche in Wasserdampf

festgelegt worden war. Da die Dichte des Dampfgemisches Luft-Dampf in beiden Fällen nur um ca. 4 Proz. verschieden ist, so könnte im wesentlichen auch nur ein Unterschied der Trägerzahl um diesen Relativbetrag erwartet werden.

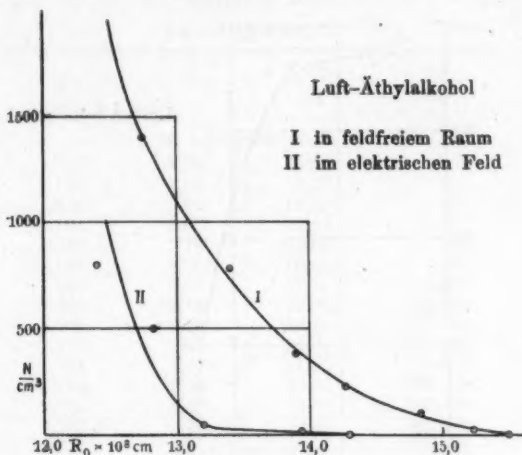


Fig. 10a.

Bezüglich der Kurve II in Fig. 10a, die die Verteilung der kleineren ungeladenen Kerne darstellt, erscheinen die Abweichungen der Einzelergebnisse untereinander in einigen Fällen relativ groß. Der Grund dafür ist in der Berechnung der Abszissen zu suchen und nicht in der Festlegung der Ordinaten. Die Variationen der Dampfspannung sind hier nämlich ziemlich groß. Auch liegen die benutzten Übersättigungen alle unter 3,5, weshalb die Variationen des Ausdruckes $\log p'/p$ von erheblichem Einfluß auf die berechneten R_0 sein können. Immerhin sind die Werte der graphischen Interpolation als genügend sichergestellt zu betrachten.

Wie man sieht, geht auch die Alkoholkurve mit wachsender Übersättigung nach einem Grenzwert der Kernzahl, die hier ca. 940000 pro Kubikzentimeter erreicht, während bei Wasserdampf ca. 100000 pro Kubikzentimeter festzustellen war. Es ist also beim Alkohol sowohl eine Vergrößerung als eine Vermehrung der Kerne gegenüber Wasser zu erkennen.

Eine genauere Verwertung der Ergebnisse wird im theoretischen Teil (B) gegeben.

b) Alkoholdampf in Wasserstoff.

Nach diesen Versuchen wurde Wasserstoff in den Apparat eingeführt und analoge Versuche unter denselben Vorsichtsmaßregeln, die früher angegeben sind, angestellt. Es wurde hierfür zunächst der kleine Apparat benutzt, da es nicht unwahrscheinlich erschien, daß wegen der kleinen Expansionen, die bei Alkoholdampf stets benutzt wurden, die obengenannte Wirkung der großen Wärmeleitungsfähigkeit des Wasserstoffs hier weniger zum Vorschein kommen würde.

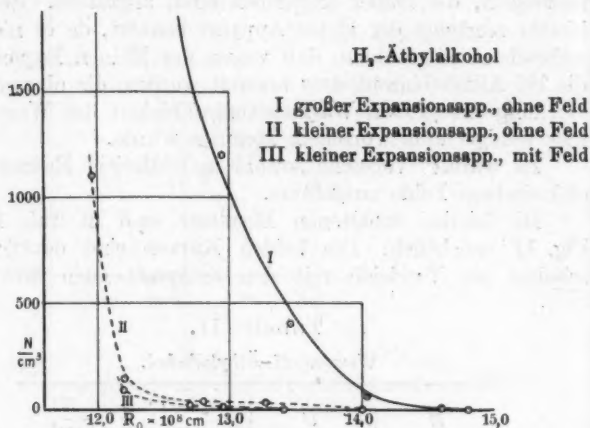
Es wurden Versuche sowohl in feldfreiem Raume als in elektrischem Felde ausgeführt.

Die hierbei erhaltenen Resultate sind in Tab. 11 und Fig. 11 ersichtlich. Die beiden Kurven sind deutlich verschoben im Vergleich mit den entsprechenden Kurven in

Tabelle 11.
Wasserstoff-Äthylalkohol.

E	\bar{U}	$R_0 \cdot 10^{+8}$ cm	$\frac{N}{\text{cm}^3}$
Kleiner Apparat.			
In feldfreiem Raum.			
1,155	2,04	14,01	<1
1,171	2,16	13,27	30
1,180	2,25	12,80	32
1,193	2,37	12,20	140
1,201	2,46	11,96	1100
Elektrisches Feld 330 Volt/cm.			
1,166	2,13	13,40	<1
1,173	2,21	12,95	11
1,180	2,26	12,71	23
1,192	2,36	12,20	90
Großer Apparat.			
In feldfreiem Raum.			
1,146	1,96	14,80	<1
1,150	1,98	14,60	4
1,157	2,04	14,04	60
1,165	2,11	13,46	400
1,173	2,18	12,94	1200
1,195	2,41	12,20	Nebel

Luft, was wieder auf den störenden Einfluß der Wärmeleitung hindeutet. Um diesen Einfluß auch hier näher zu untersuchen, wurde der größere Apparat benutzt und dieselben Versuche wiederholt. Auch hier ist der Unterschied zwischen den in beiden Röhren beobachtenden Kurven auffallend, wie wir früher bei Wasserdampf konstatiert haben.



Die letzterhaltene Kurve verläuft im Anfang unterhalb der entsprechenden Luftkurve, was im Einklang mit der kleineren Trägerzahl steht, wie schon bei den Versuchen mit Wasserdampf erläutert ist. Die betreffende Kurve schließt sich auch in dem Gebiet, in dem nach unserer Vorstellung alle Träger abgefangen sind, an die früher erhaltene Luftkurve gut an.

Was die Zahl der festgelegten Träger in diesem Gas-Dampfgemisch betrifft, so ist sie dieselbe wie in H₂-Wasserdampf, was auch sehr wohl zu erwarten war. Die Vergrößerung der Trägerzahl im Gleichgewichtszustand, welche man infolge der größeren Dichte des Alkoholdampfes erwarten könnte, ist auch hier zu gering, um besonders beobachtet werden zu können (vgl. oben a).

Es wird erneut die im vorigen gewonnene Vorstellung von der Einflußlosigkeit des Gases auf die Kernbildung durch die vorstehenden Versuche bestätigt.

3. Expansionen mit Benzoldampf.

Es wurde zuletzt noch eine dritte Flüssigkeit gewählt. Da aus Kapillaritätsversuchen bekannt ist, daß das Benzol als eine einheitliche Flüssigkeit zu betrachten ist, konnte es von Interesse sein, die Kondensation in diesem Dampfe zu untersuchen.

Der benutzte kleinere Apparat wurde nach den Alkoholversuchen besonders sorgfältig gereinigt und getrocknet; die Versuche wurden unter den im übrigen bekannten Bedingungen ausgeführt. Auch wurde wie bei Alkohol durch Phosphorsäuretürme dafür gesorgt, daß keine Wasserdampfspuren mit der Luft in den Apparat eingeführt wurden. Besondere Sorgfalt der Reinigung des Apparates zeigte sich hier erforderlich, da bei den hier notwendigen, relativ großen Expansionen fremde Kerne eine merkliche Störung bringen können. In der Tat blieben die Messungen erst nach mehrfacher Reinigung in befriedigender Übereinstimmung untereinander.

Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Tab. 12 und Fig. 12 dargestellt.

Tabelle 12.

Benzol-Luft.

E	\ddot{U}	$R_0 \cdot 10^3$ cm	$\frac{N}{\text{cm}^3}$
1,287	—	—	2—3
1,468	—	—	2—3
1,516	5,52	2,73	30
1,558	6,55	1,64	300
1,606	7,72	1,48	330
1,679	8,87	1,39	830
1,751	10,85	1,16	192000
1,914	18,4	1,02	200000
2,036	27,4	0,94	185000

Wie ersichtlich ist, beginnt eigentümlicherweise schon bei $E = \text{ca. } 1,25$ eine ganz kleine Zahl ($< 2-3$ pro Kubikzentimeter) von Kernen kondensierend zu wirken, deren Zahl bis $E = \text{ca. } 1,50$ konstant bleibt. Diese wenigen Kerne können kaum von Verunreinigungen der Flüssigkeit oder der Glaswände herrühren; denn die Kerne kamen auch, nachdem der Apparat wiederholt auseinander genommen und sorg-

fältig gereinigt war, immer wieder zum Vorschein. Erst bei $E = \text{ca. } 1,50$ fängt die Kernzahl an mit der Übersättigung zu steigen. Ungefähr derselbe Wert ist von Hrn. Donnan als „Tröpfchengrenze“ angegeben worden. Hr. Przibram gibt hierfür den Wert $E = 1,64$ an. Auch der von Hrn. Donnan gefundene Wert der „Nebelgrenze“, $E = 1,78$, liegt dem

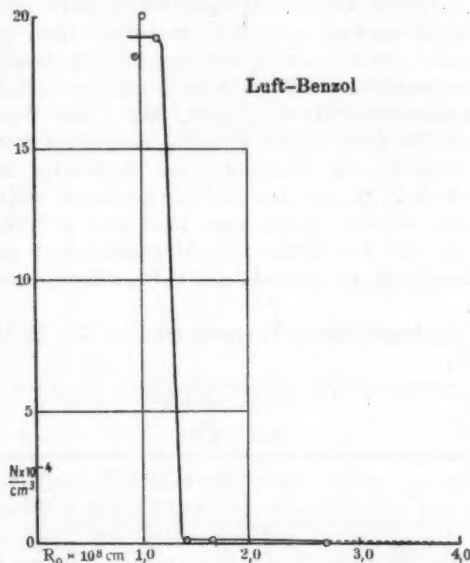


Fig. 12.

hier gefundenen, $E = 1,74$, ziemlich nahe. Hr. Przibram dagegen hat mit seinem Apparat keine Nebelkondensation hervorbringen können. Aus seinen Angaben (l. c.) für Aceton ($E = 2,01$) geht hervor, daß Expansionen von dieser Größe mit dem benutzten Apparat wohl ausführbar waren. Es muß daher vermutet werden, daß der Mangel an genügend adiabatischer Ausdehnung, auf den wir bereits früher hingewiesen haben, die Ursache für das Nichtauftreten des Nebels in diesem Apparat war.

Die über die „Nebelgrenze“ hinaus ausgeführten Versuche lassen schließen, daß die kleinen in großer Zahl vor-

handenen Kerne im Benzoldampf in ihrer Größe überraschend einheitlich sind. Hier kann man wirklich von einer scharfen Nebelgrenze reden, was bei den vorher untersuchten Dämpfen nicht der Fall war.

Um uns noch besonders zu versichern, daß auch beim Benzol die beobachteten Kerne mindestens in der ganz überwiegenden Hauptmenge als Bestandteile dieser Substanz anzusehen sind, und auch fremde Stoffe, deren Gegenwart durch die anfängliche Unregelmäßigkeit der Erscheinung angezeigt schien, in den endgültigen Beobachtungen ohne Einfluß sind, wurden auch hier sorgfältige Reinigungsversuche analog den früher bei Wasser beschriebenen ausgeführt. Das Benzol wurde durch hohe Quecksilbersäulen von den Verschlußteilen der Röhre, die Dämpfe abgeben konnten, getrennt, dann zusammen mit dem ganzen Apparat mittels eines Dampfstrahles stark erhitzt, während kältgereinigte Luft den Beobachtungsraum durchströmte. Die mit mehrfacher Wiederholung dieses Verfahrens durchgeführten Expansionsversuche führten indes zu einem mit dem oben genannten völlig übereinstimmenden Ergebnis. Wir müssen danach die Einflußlosigkeit fremder Bestandteile auch hier als nachgewiesen betrachten.

B. Theoretischer Teil.

1. Allgemeines.

Wir haben jetzt die neuen Gesichtspunkte darzulegen, welche uns ermöglichen, die in unseren Kondensationsversuchen auftretenden Kerne bezüglich ihrer Größenverteilung und Natur genauer zu untersuchen. Wir legen dabei die neue Theorie von Hrn. Lenard zugrunde, die schon in der Einleitung kurz besprochen war.

Nach dieser Theorie gilt für die zur Dampfkondensation führenden Übersättigungen die folgende Beziehung¹⁾:

$$(1) \quad p' = \frac{O_1}{O} p e^{\frac{2\alpha'\sigma}{psR}},$$

oder

$$\log \frac{p'}{p} = \frac{2\alpha'\sigma}{psR} - \log \frac{O}{O_1}.$$

1) P. Lenard: „Probleme komplexer Moleküle“, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 1914 (in 3 Teilen). Teil I. p. 10. Gl. (3).

Der Quotient O_1/O bedeutet das Verhältnis der verdampfbaren Oberfläche zur Gesamtoberfläche des Tropfens. p ist die Dampfspannung über einer ebenen Oberfläche, p' die mit dem Tropfen vom Radius R bei gleicher Temperatur im Gleichgewicht befindliche Dampfspannung, σ und s das spezifische Gewicht des gesättigten Dampfes bzw. der Flüssigkeit bei derselben Temperatur, α' die an dem betreffenden Tropfen wirklich statthabende Oberflächenspannung. Diese letztere ist gegen die normale, an ebener Oberfläche zu beobachtende Spannung α verändert, so daß $\alpha' = n\alpha$, wo n Funktion von S und R ist (vgl. weiter unten.)

Die obige Gleichung unterscheidet sich demnach von der W. Thomsonschen Formel

$$(2) \quad \log \frac{p'}{p} = \frac{2\alpha\sigma}{psR_0}$$

durch das negative Glied mit dem Verhältnis O/O_1 und die veränderliche Oberflächenspannung $n\alpha$. Während in der W. Thomsonschen Theorie keine Annahmen über den Bau des Kernes gemacht werden, ja überhaupt sein Vorhandensein nicht als wesentlich auftritt und daher seine Wirkung bei der Kondensation auch gar nicht berücksichtigt wird, setzt sich bei Hrn. Lenard der Tropfenradius R aus $S + xr$ zusammen, wo S der Radius des Kernes¹⁾ — des komplexen Moleküls — ist und xr die Dicke umgelagerter Flüssigkeitsmolekülschichten vom Einzelmolekülradius r .

Das Verhältnis O_1/O ist für größere Radien, $R \leq S + 4r$, sehr nahe 1. Für $R = S$ muß dieses Verhältnis seiner Bedeutung nach $= 0$ sein. Es erscheint nach Hrn. Lenard²⁾ bis zur Grenze $R = S + 2r$ herab, die Annahme $O_1/O = 1$ als Annäherung zulässig. Für $S + 2r > R > S$ muß dann O_1/O rasch sinken bis zu Null. Nach Gleichung (1) muß demnach für ca. $R = S + r$ die Übersättigung $p'/p = 1$ werden, d. h. der Tropfen ist im Gleichgewicht über ebener Oberfläche. Auch folgt wegen des unterhalb $R = S + 4r$ eintretenden Sinkens von O_1/O , daß irgendwo zwischen $S + r$

1) Im folgenden wird unter „Kern“ immer das komplexe Molekül verstanden, welches, durch die Kondensation mit einer Hülle von Flüssigkeitsmolekülen umgeben, den Tropfen bildet.

2) I. c. III. p. 42.

und $S + 4r$, also in der Gegend von ca. $R = S + 3r$, p'/p ein Maximum haben muß.

Die Gleichgewichtsdampfspannung p' hat demnach folgenden ungefähren Verlauf (vgl. Fig. 131)). Sie ist sehr nahe Null, wenn die Kerne unbedeckt sind, steigt aber schnell an,

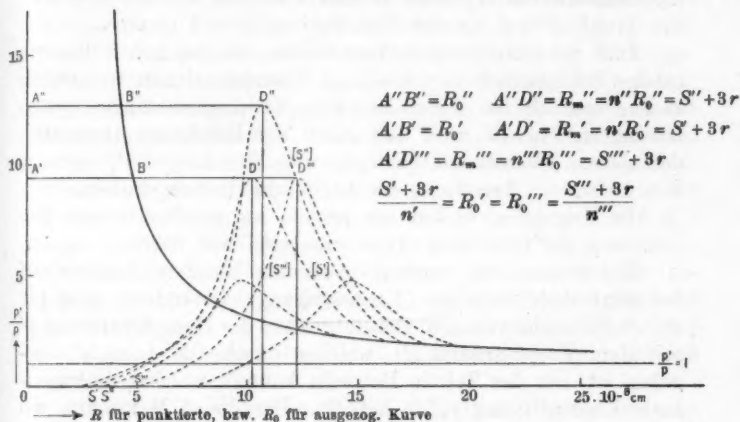


Fig. 13.

wenn Flüssigkeitsmoleküle den Kern bedecken, und erreicht bald ein Maximum für ca. $R = S + 3r$. Von da ab, bei vergrößertem Tropfenradius, sinkt p' wieder, und zwar dann angenähert nach der W. Thomsonschen Gleichung, weil, wie gesagt, bei größeren Radien der zweite Summand zurücktritt.²⁾

Der Gesamtverlauf der Dampfspannung p' als Funktion des Tropfenradius R ist demnach qualitativ derselbe wie nach der Theorie der Herren J. J. Thomson und Warburg (vgl. Einleitung). Es erklärt daher dieser Verlauf in derselben Weise, wie es qualitativ von jener Theorie her bereits be-

- 2) Es mag diese Beschreibung des Kondensationsvorganges etwas roh erschienen; sie enthält aber eine genügende Menge von Einzelheiten, die — wie in den „Problemen komplexer Moleküle“ gezeigt ist — mit vieler, sehr verschiedener Erfahrung gut in Zusammenhang stehen, so daß sie gesichert erscheinen, und sie genügen zu einer Lösung erster Annäherung.

kannt ist, die Tatsache,* daß bei allmählich steigender Übersättigung die Radien der um den Kern gebildeten Tröpfchen allmählich wachsen, bis eine gewisse maximale Übersättigung erreicht wird, entsprechend dem Gipfel der punktierten Kurven in Fig. 18, worauf dann, da nun p' sinkt, wenn R wächst, die Kondensation spontan zunimmt bis zur sichtbaren Größe des Tropfens und bis das Verhältnis $p'/p = 1$ eintritt.

Daß die quantitativen Verhältnisse bei der neuen Theorie infolge der gänzlich verschiedenen Grundannahmen wesentlich andere sind als bei der soeben zum Vergleich herangezogenen bekannten Theorie, und daß dabei die Erfahrung zugunsten der neuen Theorie entscheidet, wie Hr. Lenard¹⁾ gezeigt hat, haben wir bereits in der Einleitung hervorgehoben.

Im folgenden wollen wir zeigen, zu welchen neuen Ergebnissen die Gleichung (1) in unserem Falle führt.

Es ist aus dem soeben erörterten Kondensationsverlauf bei allmählich steigender Übersättigung verständlich, daß für unsere Versuche von dem Gesamtverlauf der Dampfspannung p' mit dem Tropfenradius R , welcher durch Gleichung (1) gegeben ist, nur der Teil in Betracht kommt, welcher die maximale Übersättigung p_m'/p betrifft. Für dieses Maximum, wo $R = R_m = S + 3r$ ist, ist das Verhältnis O_1/O sehr nahe 1 und die Gleichung (1) nimmt somit folgende Form an:

$$(3) \quad \log \frac{p_m'}{p} = \frac{2na\sigma}{psR_m}.$$

Mit dieser Gleichung haben wir im folgenden operiert.

Was zunächst die erforderliche Kenntnis der vergrößerten Oberflächenspannung na betrifft, so ist folgendes zu bemerken. Da die Vergrößerung der Oberflächenspannung die Folge der größeren Anziehungskräfte des Kernes auf die Moleküle der Oberfläche ist, so wird es von vornherein verständlich, daß n mit dem Radius S des Kernes variiert. Es ist auch verständlich, daß diese Anziehungskräfte auf die Moleküle der Oberfläche mit der Dicke xr der den Kern umgebenden Molekülschicht variieren muß. Die Vergrößerung der Oberflächenspannung ist somit Funktion sowohl von S als von x .

Die maximale Vergrößerung tritt nun nach Hrn. Lenard dann ein, wenn der Kern nur von einer Schicht Flüssigkeitsmolekülen mit dem Radius r umgeben ist. Diese maximale

1) l. c. III. p. 46.

Vergrößerung kann nach einer von Hrn. Lenard angegebenen Formel angenähert berechnet werden.¹⁾ In die-er Formel,

$$(4) \quad \frac{a'}{a} = n_{\max.} = \mu \cdot \varepsilon^{\frac{1}{\mu}} \left\{ \frac{1}{v} + \frac{\lambda' p}{V} \log \frac{V}{v} \right\}$$

ist $p = 1,4 \cdot 10^{-16} \cdot \Theta \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$, V und v die Volumina des Kernes bzw. des Flüssigkeitsmoleküls, $\varepsilon = e^{8/2 \cdot \lambda}$, $\mu = \lambda/\lambda'$, λ ein Wirkungssphärenmaß — nicht der Radius der Wirkungssphäre selbst — für die komplexen Lösungsmoleküle gegenüber den Lösungsmittelmolekülen selbst, zwischen denen das Wirkungssphärenmaß λ' herrscht. Nach Hrn. Lenard sind λ und λ' in erster Annäherung nur Funktionen der Molekylvolumina V und v und somit auch von S und r . Aus van der Waals' Gleichung ist abzuleiten, daß μ zwischen 1 und S/r liegen muß.²⁾ Wir haben gesetzt $\mu = \frac{1}{2} (1 + S/r)$.

Man ist also jetzt imstande, aus Gleichung (4) für gegebene S und r die zugehörigen $n_{\max.}$ zu berechnen. In Tab. 13 sind einige so berechnete $n_{\max.}$ für Wasser angegeben.³⁾ Auf die übrigen Angaben der Tabelle kommen wir im folgenden zurück.

Ist der Kern von mehreren Schichten Flüssigkeitsmolekülen umgeben, so nimmt die vergrößerte Oberflächenspannung rasch ab und kommt nach Hrn. Lenard schon bei etwa zweifacher Schichtdicke dem gewöhnlichen Werte nahe. Da nun die Größe R_m der Gleichung (3) durch $S + 3r$ dargestellt wird, so wird der zugehörige Wert von n zwischen dem oben genannten Maximalwert und dem der normalen Oberflächen-

1) l. c. II, p. 9 u. f.

2) l. c. II, p. 7.

3) Bezüglich der in Betracht kommenden Werte für r und λ' vgl. l. c. II, p. 6, Tab. 1. Da Gleichung (4) nur für $V > v$ gültig ist, sind die oberen Zahlenreihen in den Tabb. 13, 14 und 15, welche der Annäherung an $V = v$ entsprechen, eingeklammert. Insofern der Kern in unseren Fällen aus der gleichen Substanz besteht wie die um ihn sich kondensierende Flüssigkeit, so wären nach „Probleme komplexer Moleküle“, Teil II, p. 8 (Fall a) an Stelle der eingeklammerten Zahlen für $n_{\max.}$ und n kleinere Werte (bis unter 1) zu setzen; da aber in diesem Falle das Fehlen von komplexen, durch ihre Größe ausgezeichneten Molekülen die benutzte Theorie der Kondensation überhaupt versagen muß (vgl. l. c. Teil III, p. 36 u. f., Teil II, p. 4—15), so ist die Hilfsgröße R_0 am oberen Ende der Tabb. 13—15 nicht auswertbar, und es können daher die eingeklammerten Zahlen zu keinen Schlüssen verwertet werden.

Tabelle 13.

Wasser.

Daten für das Flüssigkeitsmolekül (im Durchschnitt zu $2\text{H}_2\text{O}$ angenommen): $r = 2,4 \cdot 10^{-8}$ cm; $\lambda = 0,96 \cdot 10^{-8}$ cm.

Zu S gehörige Molekularformel	S 10^{-8} cm	n_{max}	n	R_0 10^{-8} cm
$(2\text{H}_2\text{O})$	2,4	(1)	(1)	(9,6)
	2,5	(4,0)	(1,3)	(7,5)
	2,7	7,6	1,7	5,9
	2,9	10,7	2,0	5,1
$3\text{H}_2\text{O}$	3,0	11,4	2,0	5,0
	3,1	12,2	2,1	4,9
	3,3	13,4	2,2	4,7
	3,5	14,2	2,3	4,6
$4\text{H}_2\text{O}$	4,0	14,5	2,4	4,7
$5\text{H}_2\text{O}$	4,5	14,9	2,39	4,9
$6\text{H}_2\text{O}$	5,0	14,3	2,34	5,2
$7\text{H}_2\text{O}$	5,5	13,6	2,26	5,6
$8\text{H}_2\text{O}$	6,0	12,8	2,19	6,0
	6,5	12,1	2,11	6,5
	7,0	11,3	2,04	7,0
	7,5	10,6	1,97	7,5
	8,0	9,9	1,90	8,0

spannung entsprechenden Wert, $n = 1$, zu erwarten sein. Wo — kann nur spezielle Erfahrung für den betreffenden Fall zeigen. Solche Erfahrung liegt dadurch vor, daß neben Kondensationsversuchen auch Messungen der elektrischen Wanderungsgeschwindigkeiten ausgeführt sind. Hr. Lenard berechnet so mit Hilfe der von Hrn. Przibram gemessenen Wanderungsgeschwindigkeiten¹⁾ für $S = 7,1$ bzw. $7,4 \cdot 10^{-8}$ cm, $n = 2,2$ bzw. $1,8^2)$, während die maximale Oberflächenspannungsvergrößerung bei gleichem Kernradius S ca. 11 beträgt.³⁾ Nehmen wir an, daß die den anderen S -Werten zugehörigen Überschüsse über 1 der Oberflächenspannungsvergrößerung in gleichem Verhältnis zu verkleinern sind, so können nun diese Oberflächenspannungen absolut für beliebige S -Werte gefunden werden. Eine solche Interpolation ist wohl erlaubt, da die n viel näher 1 liegen als dem Maximalwert.

1) K. Przibram, Sitzungsber. d. Wiener Akad. 117. p. 678. 1908.

2) l. c. III, p. 50. Tab. V.

3) In Tab. 13 ist für $S = 1/2 (7,1 + 7,4) = 7,25$

$$n = 1/2 (1,8 + 2,2) = 2,0$$

angenommen.

Die auf diese Weise für Wasser erhaltenen Werte von n sind in Tab. 13 angegeben.

Da aber n von S abhängt und da das gesuchte S aus einer gewissen Übersättigung ohne Kenntnis von n nicht direkt zu berechnen ist, kann man nicht der Tab. 13 sofort entnehmen, welche n für die Auswertung der Versuche, die nur den Wert R_0 liefern (vgl. das Folgende) zu benutzen sind. Dies ist entweder durch sukzessive Approximation möglich oder auch in folgender einfacher Weise. Offenbar gelten für alle p_m'/p die Beziehungen [vgl. Gleichung (2) und (3)]:

$$(5) \quad R_m = \frac{2 n \alpha \sigma}{p s \log p_m'/p},$$

$$(6) \quad R_m = n R_0 = S + 3 r; \quad R_0 = \frac{S + 3 r}{n},$$

in welchen R_0 eine mathematische Hilfsgröße ist.¹⁾

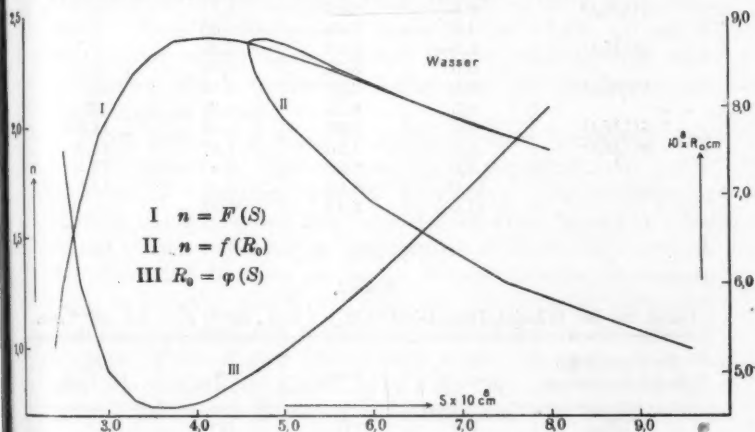


Fig. 14.

Zu jedem zusammengehörigen Wertpaar von S und n ist nach Gleichung (6) ein gewisses zugehöriges R_0 berechenbar. Diese Werte sind in Tab. 13 eingetragen. R_0 ist aber auch aus der beobachteten Übersättigung p_m'/p nach Gleichung (2) zu berechnen.

1) Dieses R_0 ist gleich demjenigen Radius, den man nach der Kelvinschen Gleichung (2) aus der Übersättigung berechnen würde.

chung (2) zu berechnen, und auf diesem Wege ergibt sich ohne weiteres aus der Tabelle, eventuell mit Hilfe von Interpolation, der zugehörige, gesuchte Wert S des Kernradius. Den Inhalt der Tab. 13 geben die Kurven in Fig. 14 graphisch wieder.

Entsprechende Zusammenstellungen für Äthylalkohol und Benzol finden sich in den Tabb. 14 und 15.

Tabelle 14.

Äthylalkohol.

Daten für das Flüssigkeitsmolekül (im Durchschnitt zu $1,5 \text{ C}_2\text{H}_5\text{O}$ angenommen): $r = 3,3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$; $\lambda' = 1,30 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

Zu S gehörige Molekularformel	S 10^{-8} cm	n_{max}	n	R_0 10^{-8} cm
	3,3	(1)	(1)	(13)
$2\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$	4,0	6,00	1,37	10,1
	4,5	7,48	1,48	9,7
	5,0	8,15	1,53	9,7
$3\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$	5,5	8,35	1,55	9,9
	6,0	8,27	1,54	10,3
	6,5	8,12	1,53	10,7
$4\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$	7,0	7,85	1,51	11,2
	8,0	7,25	1,47	12,2
	9,0	6,59	1,42	13,3
$6\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$	10,0	6,00	1,37	14,5
	11,0	5,43	1,33	15,7

Tabelle 15.

Benzol.

Daten für das Flüssigkeitsmolekül (C_6H_6): $r = 3 \cdot 10^{-8}$; $\lambda' = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

Zu S gehörige Molekularformel	S 10^{-8} cm	n_{max}	n	R_0 10^{-8} cm
(C_6H_6)	3,0	(1)	(1)	(13)
	3,5	(11,6)	(8,7)	(1,5)
	4,0	14,6	10,9	1,3
$2\text{C}_6\text{H}_6$	4,5	15,6	11,7	1,2
	5,0	15,8	11,8	1,3
$3\text{C}_6\text{H}_6$	6,0	14,9	11,2	1,4
	7,0	13,4	10,1	1,7
$4\text{C}_6\text{H}_6$	8,0	11,8	8,9	2,0
	9,0	10,3	7,7	2,4
	9,6	9,4	7,1	2,7
	10,0	8,9	6,7	3,0
	11,0	7,7	5,9	3,6

Für Alkohol ist der erforderliche Wert von r den Lenardschen Angaben (l. c. II, p. 6, Tab. 1) entnommen. Der Wert von λ' ist aus der letzten Kolonne derselben Tabelle rückwärts berechnet und für das dem Kernradius 9,4 entsprechende n der Wert 1,4 der Lenardschen Tab. V (III, p. 50) benutzt.

Die r - und λ' -Werte für Benzol sind der Tab. I (l. c. II, p. 6) entnommen, während der Absolutwert von n ($n = 6,8$ für $S = 9,9 \cdot 10^{-8}$ cm) nach der von Hrn. Lenard benutzten Methode aus der den Messungen von Hrn. Przibram abgeleiteten, korrigierten mittleren Wanderungsgeschwindigkeit 0,259 der Träger im Benzoldampf berechnet wurde.¹⁾

Es fällt in den erhaltenen Ergebnissen sofort auf, daß $R_0 = F(n)$ oder $= f(S)$ ein Minimum hat, und daß es für ein gewisses R_0 oder p_m'/p zwei zugehörige S -Werte gibt. Es gibt also zwei Kerngrößen, die für eine gewisse Übersättigung zu voller Kondensation führen. Dieses Verhalten, das die Folge der besonderen Variation des n bzw. na mit S ist, ist der neuen Lenardschen Theorie speziell eigen und der bisher üblich gewesenen Auffassung der Kondensationserscheinungen fremd.

Wir gehen auf diese Verhältnisse unter Benutzung von Fig. 13 näher ein. Die ausgezogene Exponentialkurve repräsentiert die Gleichung von W. Thomson. Die punktierten Kurven dagegen geben den Verlauf nach Hrn. Lenards Gleichung wieder, und zwar für verschiedene S -Werte. Für größere Tropfenradien R fallen die beiden Kurven beinahe zusammen, denn es ist nahe $n = 1$, was auch aus Gleichung (4) berechnet werden kann, und der negative Summand bleibt ohne großen Einfluß. Wenn R aber kleiner wird, macht sich bald n geltend, und die punktierte Kurve hebt sich über die Exponentialkurve, und zwar betragen die Ordinaten der Maxima der

1) K. Przibram, Sitzungsber. d. Wiener Akad. 117, p. 678. 1908. Der oben benutzte Wert ist aus der von Hrn. Przibram in seiner ersten Mitteilung gegebenen Wanderungsgeschwindigkeit mit Hilfe eines in seiner zweiten Mitteilung genannten Korrektionsfaktors, den er aus neuen Messungen an Wasser, Alkohol und anderen Dämpfen erhalten hatte, berechnet worden. Dabei wurde ein Mittelwert genommen aus den Werten für $+$ - und $-$ -Träger, da Hr. Przibram selbst bei seinen Expansionsversuchen mit Benzoldampf eine Trennung der beiden Trägerarten nicht wahrnehmen konnte.

Einzelkurven, deren Höhen allein für die volle Kondensation maßgebend sind $[p_m'/p]^n$ gegen p_m'/p nach Gleichung (2). Jetzt verhält es sich so, daß für ein gewisses p_m'/p oder, was dasselbe ist, für ein gewisses R_0 zwei n -Werte in Betracht kommen, was aus der Tab. 13 oder Fig. 14 ersichtlich ist. Dies bedeutet, wie man in der Fig. 13 sehen kann, daß zwei Maxima von derselben p'/p -Linie gleichzeitig tangiert werden, oder daß zwei verschiedene Kerngrößen dieselbe Kondensationsspannung haben. Diese Maximapaare rücken mit wachsenden n einander näher und fallen schließlich zusammen. Dies geschieht offenbar dort, wo n ein Maximum oder richtiger, wo R_0 ein Minimum hat.

Es gibt also, sobald n wesentlich über 1 liegt, im allgemeinen für jedes p_m'/p oder R_0 zwei S -Werte, so daß bei den Kondensationsversuchen eine Zweideutigkeit über die tatsächliche Größe der jeweils vorliegenden Kerne besteht.¹⁾

1) Hierbei wird für die Auswertung der Expansionsversuche die Frage nach der Beständigkeit dieser Kerne während einer Expansion bedeutungsvoll. Wir nehmen durchweg an, daß die Kerne während des Kondensationsvorganges keine Größenänderung erleiden, daß sie also weder zerfallen noch kondensierte Dampfmoleküle so anlagern, daß dieselben die dem Flüssigkeitszustande entsprechende freie Beweglichkeit verlieren. Es ist diese einfachste Annahme der Unveränderlichkeit der Kerne bei der kurzen Zeitdauer des Expansionsvorganges (ca. $\frac{1}{100}$ Sek.) wohl auch sehr wahrscheinlich; es sprechen für sie außerdem Gründe, welche aus der hier anzufügenden Betrachtung der gegenteiligen Fälle hervorgehen. Würde der Kern während des Kondensationsvorganges seine Stabilität verlieren und im Tropfen zerfließen, so wäre sofort eine kleinere Oberflächenspannung zu erwarten. Es würde daher der volle p_m'/p -Wert des Maximums nicht erreicht und Kondensation träte schon für kleinere Übersättigungen als die berechneten ein. Alle Ordinaten der Maximalpunkte der Einzelkurven würden deshalb kleiner ausfallen, und die Maxima müßten sämtlich unterhalb der Exponentialkurve liegen. Dieser Fall ist wegen der ursprünglich großen Oberflächenspannung, deren Druck gegen den Zerfall wirken muß, unwahrscheinlich. Im anderen Falle, daß der ursprüngliche Kern durch die beginnende Kondensation sich in einen größeren Kern verwandelte, würde die Kondensationserscheinung durch Annahme eines kontinuierlichen Überganges der einzelnen S -Kurven (von kleineren zu größeren S fortschreitend) darzustellen sein, und es wäre eine Folgerung über S aus den Versuchen gar nicht möglich. Da in diesem Falle aber auch die Kondensation an allen vorkommenden Kernen bereits bei sehr geringfügigen Übersättigungen

Infolgedessen werden also bei einer gewissen, nicht zu hohen Übersättigung immer diejenigen Kerngrößen — falls sie vorhanden sind — gleichzeitig zu beobachtbarer Kondensation führen, deren R_0 -Werte beiderseits des Minimums von R_0 liegen und gleich groß sind. Andererseits erkennt man, daß man bei herabgesetzter Erhöhung der Übersättigungen zu dem Punkt kommt, welcher dem Minimumwert von R_0 entspricht, und daß dann sämtliche überhaupt vorhandenen Kerne aller möglichen Größen abgefangen sein müssen, so daß höhere Übersättigungen keinerlei Zunahme der Kondensation mehr ergeben können. Es muß also bei allen Expansionsversuchen, auch wenn sehr geringe Kerngrößen vertreten sind, eine solche nach der Theorie vorausberechenbare Übersättigung auftreten, die zum Abfangen aller vorhandenen Kerne führt.¹⁾

Umgekehrt können wir die Aussagen der Expansionsversuche zu einer Prüfung dieser bemerkenswerten Folgerung der Theorie benutzen. Man erkennt, daß in diesem Falle der Ausfall der Versuche bei höheren Übersättigungen nicht etwa durch die Gegenwart entsprechend kleiner Kerne, sondern lediglich durch den Gang von n bestimmt ist. Im Hinblick auf diese Möglichkeit, der Prüfung der Theorie haben wir den maßgebenden Faktoren in unseren Versuchen, wie bereits früher hervorgehoben, besondere Beachtung geschenkt.

Vergleichen wir zunächst die theoretische Forderung einer zur Kondensation auf sämtlichen Kernen aller möglichen Größen genügenden maximalen Übersättigung mit dem Ergebnis unserer Beobachtungen, so zeigt sich, daß dieses tatsächlich in der asymptotischen Annäherung der beobachteten Kernzahl an einen Grenzwert dieser Forderung gerecht wird. Die Größe der für das Auftreten dieses Grenzwertes erforderlichen Übersättigung hängt lediglich ab von der Natur der benutzten Flüssigkeit. Ihr Absolutwert führt außerdem mit guter Übereinstimmung zu denjenigen Werten von R_0 , die in unseren mitgeteilten, auf Grund von Gleichung (4) be-

(wegen des Hinausrückens der S -Kurven nach größeren R -Werten) statt haben müßte, was den Versuchsergebnissen gänzlich widerspricht, so erscheint dieser Fall ausgeschlossen.

1) Dieses Ergebnis ist keiner der bisherigen Kondensationstheorien eigen, entspricht aber nach unseren Versuchen der Wirklichkeit.

rechneten Tabellen als Minimalwerte sich finden. Dieselben ergeben sich aus den Expansionskurven für Wasser zu $R_0 =$ ca. 4,8, für Alkohol $R_0 =$ ca. 9,8 und für Benzol zu $R_0 = 1,20$, während die berechneten Werte 4,6 bzw. 9,7 bzw. 1,2 sind.

2. Spezielle Auswertung der Versuchsergebnisse.

Die Gesamtzahl der im Kubikzentimeter vorhandenen Kerne, welche nach dem Vorgehenden tatsächlich ermittelbar ist, ohne daß eine Beschränkung wegen zu geringer Größe der Kerne eintreten könnte, gewinnt ein um so höheres Interesse, als die Kerne als komplexe Moleküle der Flüssigkeit selbst sich zeigten, indem ihre Größe und Zahl nur von der Wahl der Flüssigkeit abhängig gefunden wurde. Betrachten wir zunächst die *unelektrischen Kerne*, d. h. denjenigen Zustand des Dampfes, welcher ohne Beeinflussung durch irgendwelche Strahlung oder andere trägerbildenden Prozesse statthat, so ist demnach mit der Zahl der Kerne die Zahl der komplexen (polymeren) Dampfmoleküle bestimmt, welche normalerweise im Kubikzentimeter des gesättigten Dampfes der betreffenden Flüssigkeit stets vorhanden sind, eine Zahl, die offenbar charakteristisch sein muß für den betreffenden Dampf bei der betreffenden Temperatur (ca. 18° C).

Diese Zahlen fanden sich für Wasserdampf zu 10^5 pro Kubikzentimeter oder $1,9 \cdot 10^{-11}$ Proz. der Gesamtzahl der Dampfmoleküle, für Äthylalkohol zu $3,4 \cdot 10^5$ pro Kubikzentimeter oder $2,5 \cdot 10^{-11}$ Proz., für Benzol zu $1,9 \cdot 10^5$ pro Kubikzentimeter oder $0,8 \cdot 10^{-11}$ Proz.

Was nun die Größen dieser komplexen Moleküle betrifft, so ergeben sich die Radien nach der benutzten Kondensationstheorie in absolutem Längenmaß. Bei den numerischen Angaben, welche wir hier noch im folgenden machen, ist stets zu bedenken, daß einerseits die Theorie an sich nur eine erste Annäherung bietet und andererseits, daß die in die Gleichungen eingehenden Konstanten (z. B. Molekülradien) ebenfalls nur in Annäherung bekannt sind. Spätere Verfeinerung der Theorie oder verbesserte Kenntnis der Konstanten würde es erlauben, verbesserte Angaben über die Radien der komplexen Moleküle der untersuchten Dämpfe aus dem mitgeteilten Beobachtungsmaterial herzuleiten. Dasselbe gilt auch für die Angaben der Molekularformeln, welche aus den Radien un-

mittelbar folgen, sobald genügende Angaben für die Radien der verschiedenen in Betracht kommenden polymerisierten Moleküle vorhanden sind. Letzteres ist bisher nur ziemlich unsicher der Fall¹⁾; wir geben daher die Molekularformeln nur der besseren Anschaulichkeit halber und zu ungefährem Anhalt über die Zusammensetzung der gefundenen Kerne in Klammern an.

Die ganz überwiegende Mehrzahl der komplexen Moleküle zeigte sich auf ein ziemlich enges Größenbereich beschränkt, da unsere Kurven auf einem relativ kleinen Expansionsbereich (Bereich von R_0) rasch ansteigen. Hierdurch wird die Wirkung der erwähnten Zweideutigkeit eingeschränkt.

Man findet nach den Tabellen und Kurven (z. B. für Wasser Figg. 4–6 u. 15) in vorigem und diesem Abschnitt mit Hilfe der Tab. 13, daß bei Wasser etwa die Hälfte der komplexen Moleküle (entsprechend R_0 von ca. 5,7 bis zu 5,3, also rund 5,5) von der Größe ca. $S = 2,8$ oder auch $5,2 \cdot 10^{-8}$ cm ist ($3\text{H}_2\text{O}$ oder auch $7-8\text{H}_2\text{O}$ entsprechend), während die andere Hälfte (entsprechend R_0 von 5,3 bis zum Minimum 4,8, also rund 5,0) S -Werte von etwa 2,8 oder auch $4,8 \cdot 10^{-8}$ cm mit geringer Beteiligung zwischenliegender Werte liefert (ebenefalls $3\text{H}_2\text{O}$ oder auch $6-7\text{H}_2\text{O}$ und geringen Mengen zwischenliegender Größen zugehörend).

Für Alkohol sind die entsprechenden Größen für die eine Hälfte ($R_0 = 12,5-11,5$) $S = 3,5$ oder auch $7,5-8 \cdot 10^{-8}$ cm ($2\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$ oder auch $5-6\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$); für die andere Hälfte ($R_0 = 11,5-9,9$) $S = 4$ oder auch $6 \cdot 10^{-8}$ cm und Zwischenliegendes in geringer Menge (wieder $2\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$ oder auch $5\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$ und geringe Mengen von Zwischengrößen).

Bei Benzol sind die komplexen Moleküle sehr einheitlich, und zwar alle von der Größe $S = 4,5-5 \cdot 10^{-8}$ cm ($2\text{C}_6\text{H}_6$ entsprechend).

Man hat nach diesen Resultaten den Eindruck, daß die soeben betrachtete große Zahl der unelektrischen Kerne bei

1) Die hier benutzten Annahmen sind am linken Rande der Tab. 13, 14 und 15 verzeichnet; sie kommen einem Anwachsen des Radius S auf das 1,5-fache bei Verdoppelung der Molekulargröße gleich, was den von Hrn. Lenard für bestimmte Fälle (Atomzahlen 2 und 4 im Molekül) berechneten Daten entspricht (vgl. Ann. d. Phys. 41. p. 97 u. 98. 1913) und das Beste durch die bisherige Kenntnis gegebene schien.

allen drei Flüssigkeiten hauptsächlich aus kleinen Komplexen von 2–3 normalen Dampfmolekülen besteht, mit Beimischung nur weniger größerer Komplexe, die wir sogleich gesondert betrachten werden; die andere Möglichkeit, welche bei Wasser und Alkohol offen scheint, daß die Hauptmenge aus großen, 4–8 bzw. 3–6fachen Molekülen bestehe, beim Fehlen aller kleineren Komplexe, ist wohl als unwahrscheinlich zu bezeichnen.

Eine geringe Zahl von unelektrischen Kernen ist ohne Zweifel erheblich größer, wie aus den Kurven II, Fig. 5 und Tab. 5 und 18 für Wasser, Fig. 10a und Tab. 14 für Alkohol hervorgeht; diese Kerne werden schon bei relativ geringen Übersättigungen gefangen, was den bisherigen Beobachtern entgangen ist, die alle diese Kerne für elektrisch („Ionen“) hielten. Es sind bei Wasserdampf ca. 1000 solcher Kerne im Kubikzentimeter vorhanden (d. i. rund 1 Proz. der Gesamtzahl der unelektrischen Kerne), die nur ca. 7,5facher Übersättigung bedürfen und Radien von ca. $6 \cdot 10^{-8}$ cm haben ($R_0 = 5,7-6$), bei Alkoholdampf etwa ebenso viele im Kubikzentimeter mit Radien von $8-9 \cdot 10^{-8}$ cm ($R_0 = 12,5-13$). Diese relativ gering vertretenen Kerngrößen entsprechen Komplexen von mehr als $8\text{H}_2\text{O}$ bzw. mehr als $6\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$.¹⁾

Die größten unelektrischen Kerne, welche ebenfalls den bisherigen Beobachtungen entgangen sind, bedürfen bei Wasserdampf nur 5,3–7facher, bei Alkoholdampf 2,07–2,8facher Übersättigung; sie haben demnach Radien zwischen $S = 6$ und $7 \cdot 10^{-6}$ cm bei Wasser ($R_0 = 6-7$, vgl. Fig. 5, II) bzw. $S = 8-9 \cdot 10^{-6}$ cm bei Alkohol ($R_0 = 13-14,2$, vgl. Fig. 10a). Die Zahl dieser Kerne ist gering; sie beträgt bei Wasserdampf ca. 100 im Kubikzentimeter oder 0,1 Proz. der Gesamtzahl der ungeladenen Kerne (10 Proz. der geladenen).

Es ist anzunehmen, daß es sich bei diesen in sehr geringer Zahl auftretenden relativ großen Kernen um Komplexe handelt,

1) Die andere Möglichkeit, daß die Radienwerte am oberen Ende der Tab. 13 bzw. 14 zu hoch seien, wo die Theorie versagen würde (vgl. die betreffende Fußnote weiter oben), erscheint ausgeschlossen. Denn die Kerne würden in diesem Falle noch kleiner sein müssen als die vorbetrachteten, d. h. sie wären einfache Moleküle; diese kommen aber nicht in Betracht, da sie, wenn sie überhaupt kondensierend wirkten, es auch mit ihrer vollen großen Zahl tun müßten.

die ihrer Natur nach von der benutzten Flüssigkeit verschieden sind; sie dürfen als Reaktionsprodukte fremder Begleitsubstanzen im Dampfraum gelten, hervorgebracht durch die stets vorhandene Strahlung. Hierfür spricht zunächst der Vergleich der in Luft und Wasserstoff sowohl bei Wasser als bei Alkohol aufgenommenen Feldkurven untereinander (Figg. 5 und 8a, 10a und 11). Bei beiden Flüssigkeiten ist nicht nur die Grenze für das Auftreten von Kondensation bei Wasserstoff nach kleineren R_0 -Werten verschoben gegenüber Luft, sondern es sind auch in Wasserstoff erheblich weniger der hierher gehörigen Kerne nachweisbar, was bei der Abwesenheit bzw. beim nur spurenweisen Vorhandensein von O_3 oder H_2O_2 lieferndem O_2 im Wasserstoffgas ganz der Annahme von Reaktionsprodukten entspricht. Außerdem zeigen die Beobachtungen mit künstlicher Bestrahlung des Dampfraumes, wie früher (A, II a) hervorgehoben (vgl. insbesondere Fig. 6), ein erhebliches Hinausrücken der Expansionsgrenze mit stärkerer Bestrahlung und das Auftreten einer gesteigerten Anzahl von Kernen in diesem äußersten Bereich. Zwar ist der überwiegende Teil der Kerne hierbei gleichzeitig elektrisch geladen und infolgedessen in starken Feldern entfernbar; es bleibt aber immerhin noch ein erheblicher Teil unelektrischer größerer Kerne übrig, so daß damit nahegelegt wird, auch den relativ sehr geringfügigen Betrag größerer unelektrischer Komplexe im Falle der spontanen Kernbildung der Wirkung der sehr viel weniger intensiven durchdringenden Erdstrahlung auf unvermeidliche Spuren fremder Dämpfe im Versuchsraum zuzuschreiben. Daß die besonderen Reinversuche keine deutliche Änderung der Erscheinung in diesem Gebiete gezeigt haben, ist bei der Geringfügigkeit der Zahl dieser Komplexe (nur 0,1 Proz. der Gesamtzahl) verständlich. (Vgl. hierzu auch die früheren Bemerkungen A, I, 2 b.)

Die elektrisch geladenen Kerne (Träger) zeigten sich wesentlich größer als die Hauptmenge der ungeladenen komplexen Moleküle und auch, besonders bei Alkohol, noch etwas größer als die zuletzt betrachteten größten unelektrischen Kerne.¹⁾ Es entspricht dies dem über Elektrizitätsträger bereits Be-

1) Die Größenverteilung ist aus den Figg. 15 bzw. 16 aus R_0 mit Hilfe der Tab. 13 bzw. 14 zu entnehmen.

kannten und ist durch das Hinzukommen der elektrischen Kräfte der freien Ladung bei ihrem Aufbau verständlich¹⁾, auch wenn sie, wie wir nachwiesen, nur aus den Molekülen des Dampfes selbst aufgebaut sind. Um diese Kerne näher zu betrachten, muß der Kurvenverlauf in diesem Gebiet in größerem Maßstabe näher untersucht werden.

Wir betrachten hier nur die Größenverteilung der durch die Erdstrahlung gebildeten Träger, während wir bezüglich der künstlichen Bestrahlung auf die früheren Bemerkungen (vgl. A, II a) verweisen. Der Einblick wird wesentlich erleichtert, wenn die beobachteten Kurven, deren Ordinaten jeweils einen Summeneffekt darstellen, differenziert werden. Die Differenzierung hat sich hierbei auf diejenigen Kurven zu erstrecken, welche durch Subtraktion der mit und ohne Feld beobachteten Kurven erhalten werden.

Wir geben die so konstruierte Mengenverteilung der Erdstrahlungsträger als Funktion von R_0 durch die Kurven in Figg. 15 bzw. 16 für Wasser mit Luft und Kohlensäure, und Alkohol mit Luft wieder. Es macht sich überall eine deutliche Zweiteilung der Verteilungskurven geltend, worin wir die getrennte Wiedergabe der Elektrizitätsträger der beiden Vorzeichen erblicken. Die Höhe der Maxima erscheint für die beiden Trägersorten verschieden groß; doch ist hieraus nicht etwa auf verschiedene Anzahl, sondern vielmehr auf eine verschiedene Größenverteilung zu schließen. Es ist zu folgern, daß die Träger des einen Vorzeichens sich auf ein breiteres Größenintervall erstrecken als diejenigen des anderen.

Was die Lage der Maxima betrifft, so stimmt diese im Falle des Wasserdampfes in Luft sehr nahe mit den Angaben des Hrn. Wilson²⁾ überein, nach welchen den negativen bzw. positiven Trägern eine Expansion von 1,25 bis 1,28 bzw. 1,31 bis 1,34 zugehört, während nach unserer eingehenden und sorgfältigen Ermittlung die entsprechenden Werte 1,27 bzw. 1,32 für die Lagen der Maxima betragen. Wir erblicken in dieser scharfen Trennung der Trägergrößen, selbst in dem gegenwärtigen Fall ihrer relativ geringen nur der Erdstrahlung entstammenden Anzahl, eine gute Bestätigung der Exaktheit unserer Versuchsweise.

1) Vgl. P. Lenard, *Ann. d. Phys.* 41, p. 87. 1913.

2) C. T. R. Wilson, *Phil. Trans. Lond. A.* 193, p. 294. 1900.

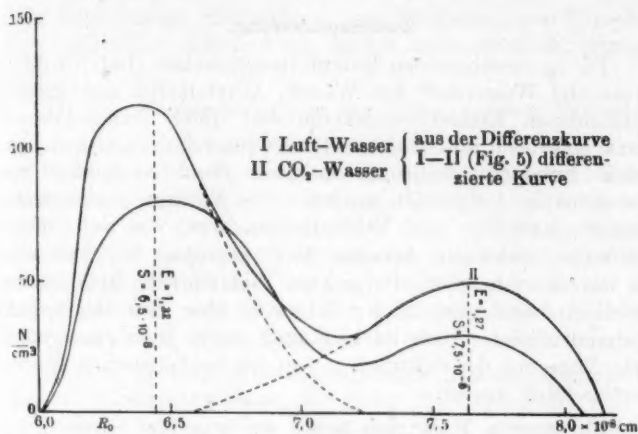


Fig. 15.

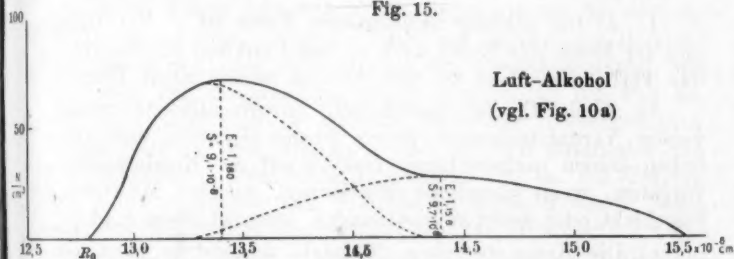


Fig. 16.

Der Vergleich der Träger in Wasserdampf mit Kohlensäure und mit Luft zeigt eine befriedigende Übereinstimmung der Lage der Maxima, während die sich entsprechenden Flächengrößen, d. h. die Anzahl jeweils auftretender Träger, etwa im Verhältnis 1,3:1 steht, wie aus dem Vergleich der Gasdichte, welche für die Wirkung der Erdstrahlung maßgebend ist, nahe zu erwarten war.

Für die Träger des Alkohols entspricht die Lage der Maxima nach unseren Versuchen den Expansionen 1,158 bzw. 1,180, während Hr. Przibram merklich höhere Werte angibt, wofür wir bereits oben in seiner nicht völlig einwandfreien Versuchsanordnung einen Grund gefunden haben.

Zusammenfassung.

Die in verschiedenen Dampf-Gasgemischen (Luft, Kohlensäure und Wasserstoff mit Wasser, Äthylalkohol und Benzol) vorhandenen Kondensationskerne sind durch Expansionsversuche eingehend untersucht und auf Grund der neuen Lenard'schen Kondensationstheorie in ihrer Größenverteilung und Natur näher festgestellt worden. Die Versuche nehmen besondere Rücksicht auf Fehlerquellen, was, wie sich zeigte, bei vielen bisherigen Arbeiten nicht genügend der Fall war. Es war dabei möglich, die meisten Widersprüche aufzuklären, welche infolgedessen in der Literatur über den Gegenstand vorhanden sind. Auch ist hier zum ersten Male eine gründliche Trennung der elektrischen von den unelektrischen Kernen durchgeführt worden.

Als spezielle Ergebnisse heben wir folgendes hervor:

I. a) Die Bildung *unelektrischer Kerne* ist — der Größe und der Menge der Kerne nach — eine Funktion des Dampfes; das vorhandene Gas ist von keinem wesentlichen Einfluß.

b) Auch die für gewöhnlich unvermeidlichen spurenweisen Verunreinigungen durch fremde Dämpfe und Gase haben keinen nachweisbaren Einfluß auf die Kondensationsvorgänge, wenn chemische Reaktionen, wie bei Mitwirkung von Licht oder anderen Strahlungen, ausgeschlossen sind.

c) Die Kerne bestehen demnach, mindestens ganz vorwiegend, aus Molekülen des Dampfes; sie sind komplexe (polymerisierte) Dampf-moleküle, deren stetes Vorhandensein im Dampf hiermit nachgewiesen ist.

d) Ein ganz geringer Bruchteil der unelektrischen Kerne (0,1 Proz. der Gesamtzahl bei Wasserdampf in Luft) ist als chemisches Reaktionsprodukt der stets vorhandenen durchdringenden Erdstrahlung (etwa H_2O_2 oder O_3 mit geringen Dampfspuren) anzusehen.

e) Außer den unelektrischen Kernen sind stets auch *elektrisch geladene Kerne* (Träger) beiderlei Zeichens vorhanden, als deren Ursprung die durchdringende Strahlung der Erde bzw. der Atmosphäre bereits bekannt ist. Auch diese Kerne, deren Zahl bei Wasserdampf ca. 10mal so groß ist als die der unter d) genannten unelektrischen Kerne, bestehen —

ganz überwiegend jedenfalls — aus Molekülen des Dampfes, was bereits Hr. Lenard als höchst wahrscheinlich erkannt hatte.

II. Die Größenmessungen der Kerne ergaben folgendes:

a) Alle vorhandenen Kerne zeigen eine je nach der Natur der Flüssigkeit verschiedene, kontinuierliche Größenverteilung. Bestimmte scharf begrenzte Expansionsstufen sind nicht vorhanden, so daß die älteren Angaben einer „Tröpfchen“- bzw. „Nebelgrenze“ nicht streng zulässig sind. Die Diskontinuitäten, welche nach der Erkenntnis vom Aufbau der Kerne aus Dampf molekülen wegen der Ganzzahligkeit dieser Moleküle etwa zu erwarten wären, können nicht zum Vorschein kommen.

b) Die größten stets vorhandenen Kondensationskerne sind die Elektrizitätsträger, die unter Einwirkung der durchdringenden Strahlung am Beobachtungsort erzeugt werden und deren Menge natürlich — im Gegensatz zu der der unelektrischen Kerne — von der Natur des vorhandenen Dampfes und Gases abhängen muß (Dichte des Gesamtmediums), wie dies stets bei Trägerbildung durch Strahlungen der Fall ist. Für Luft fand sich in unserem Falle eine Gleichgewichtsmenge von ca. 900 Trägern beider Zeichen zusammen pro Kubikzentimeter, was einer Erzeugung von ca. 0,4 Trägern pro Kunikzentimeter und Sekunde entsprechen würde, wenn man den Rekombinationskoeffizienten $2,0 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ annimmt. In Kohlensäure und Wasserstoff findet sich die Zahl der geladenen Kerne in dem durch die bekannten Leitfähigkeitsversuche für die spontanen Elektrizitätsträger festgestellten Maße verändert, was als besondere Bestätigung der Richtigkeit unserer Trennung von geladenen und ungeladenen Kernen dienen kann.

c) Neben diesen größten, geladenen Kernen wird stets — im Gegensatz zu der bisherigen Annahme — eine geringe Anzahl großer *unelektrischer* Kerne gefunden, welche schon bei ca. 5facher Übersättigung anfangen, kondensierend zu wirken. Es sind dies die bereits oben unter I, d aufgezählten Produkte der Erdstrahlung.

d) Die weit überwiegende Mehrzahl der unelektrischen Kondensationskerne ist von geringerer Größe. Sie bestehen der Hauptmenge nach aus Komplexen einiger weniger (2 oder

3) normaler Dampfmoleküle; ein wahrscheinlich nur geringer Prozentsatz derselben ist (bei Wasser- und Alkoholdampf) stärker polymerisiert. Ihre Anzahl ist für jeden Dampf bei bestimmter Temperatur fest bestimmbar. Sie beträgt bei Wasser ca. $1,9 \cdot 10^{-11}$ Proz., bei Äthylalkohol ca. $2,5 \cdot 10^{-11}$ Proz., bei Benzol ca. $0,8 \cdot 10^{-11}$ Proz. der vorhandenen Dampfmolekülnzahl, ist also bei gewöhnlicher Temperatur prozentisch sehr gering, absolut jedoch ziemlich groß, nämlich 110000 bzw. 340000, 190000 im Kubikzentimeter.

Diese unelektrischen komplexen Moleküle sind als stets im Dampf vorhanden anzunehmen, und sie wären beim Fehlen der durchdringenden Erdstrahlung und anderer äußerer Einflüsse für sich allein außer den normalen Molekülen in ihm vorhanden; sie sind demnach jeweils für den betreffenden Dampf charakteristisch. Diese Polymerisierung war beim Dampfzustande bisher überhaupt noch nicht untersucht; man sieht, daß die hier benutzte Methode für die Dämpfe dasselbe leistet, wie Hrn. Eötvös' Oberflächenspannungstheorie für die Flüssigkeiten.

e) Bei Hinzufügung von β - bzw. γ -Strahlen (von Präparaten) zur Erdstrahlung werden — in Analogie mit ultravioletttem Licht — noch größere Nebelkerne gebildet als die unter I, d und II, c erwähnten. Ihre Zahl und Größe wächst mit der Intensität der Strahlen. Daß dabei auch die Zahl der geladenen Kerne (Träger) wächst, ist selbstverständlich.

III. Die Anwendung der hier durchweg zugrundegelegten Lenardschen Theorie auf unsere Beobachtungen ergibt in allen in Betracht gezogenen Punkten sehr befriedigende Übereinstimmungen. Im besonderen sei erwähnt, daß aus dieser Theorie — ganz im Gegensatz zu den bisherigen Theorien (W. Thomson und J. J. Thomson) — für jeden Dampf eine gewisse maximale Übersättigung voraus berechenbar ist, die alle vorhandenen Kerne abfängt, welcher Größe sie auch seien, und daß unsere Beobachtungen dem auch ganz entsprechen haben. Auch die gemessene numerische Größe dieser Expansionsgrenze ist in guter Übereinstimmung mit den Folgerungen der Theorie.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalisch-Radiologischen Institut der Universität Heidelberg auf Anregung

von Hrn. Geheimrat P. Lenard ausgeführt. Ich bin ihm dafür und für sein liebenswürdiges Entgegenkommen und erwiesenes Interesse zu herzlichem Dank verpflichtet. Besonders aber danke ich auch Hrn. Professor A. Becker für freundliche Unterstützung und stetige Ratschläge während der Ausführung der Arbeit. Die Versuche und der Hauptteil der theoretischen Bearbeitung waren schon im Sommer 1915 abgeschlossen.

(Eingegangen 25. November 1916.)

2. *Über die Lichterregung bei den Kanalstrahlen; von L. Vegard.*

In Heft 7 der Ann. d. Phys. dieses Jahres hat Hr. R. von Hirsch einige Versuche über die Lichterzeugung bei Wasserstoffkanalstrahlen veröffentlicht, die größtenteils das Ziel haben, die Richtigkeit eines Teiles derjenigen Effekte zu prüfen, die ich in früheren Arbeiten über die Lichterregung bei Kanalstrahlen¹⁾ nachgewiesen habe, indem er zum Teil andere Rohrtypen benutzt.

Hr. von Hirsch meint, daß es ihm gelungen sei, früher unerklärte Verhältnisse aufzuklären, und meint u. a. nachgewiesen zu haben, daß meine Resultate in ein paar Punkten unrichtig sind.

Dies nötigt mich, mich ein wenig näher mit seiner Arbeit zu beschäftigen. Wenn dies erst jetzt geschieht, ist die Ursache die, daß meine Zeit durch andere wichtige Arbeiten in Anspruch genommen gewesen ist.

Zuerst ein paar allgemeine Bemerkungen über die Anlage und Ausführung der Arbeit.

Mein erster Einwand gegen seine Arbeit betrifft die ungenaue Messung der Lichtstärke, indem er die Kurven, die vom Kochschen registrierenden Photometer erzeugt sind, direkt vergleicht, ohne Lichtstärken selbst zu vergleichen. Da aber bekanntlich die Intensität mit der Schwärzung nicht proportional wächst, kann ein direkter Vergleich der Kurven allein leicht zu unrichtigen Ergebnissen führen, besonders wenn die zu vergleichenden Linien etwas verschiedene Schwärzung besitzen.

Eine zweite Bemerkung betrifft die Weise, auf welche Hr. von Hirsch eine Druckvariation des Beobachtungsraumes unabhängig von der Spannung zu erreichen versucht hat.

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. 39. p. 111. 1912; 40. p. 711. 1913; 41. p. 625. 1913.

Wenn man die von mir gefundenen Effekte prüfen will, müssen die folgenden Versuchsbedingungen hergestellt werden:

1. Man muß den Druck im Beobachtungsraume variieren können, während die Verhältnisse im Entladungsraume unverändert bleiben, so daß man sicher ist, Strahlen *von denselben Eigenschaften* unter verschiedenem Drucke zu beobachten.

2. Man muß die Spannung variieren können, während der Druck im Beobachtungsraume konstant bleibt.

Diese Bedingungen sucht sich Hr. von Hirsch in folgender Weise zu verschaffen:

Er macht die Durchbohrungen der Kathode so groß, daß kein Druckunterschied zwischen Entladungs- und Beobachtungsraum bestehen wird. Um unter diesen Verhältnissen Spannung und Druck unabhängig voneinander variieren zu können, benutzt er den Umstand, daß bei gleichem Druck die Spannung von der Rohrform abhängen wird.

Auf diese Weise wird er wohl erreichen, mit *konstantem Druck* und variierender Spannung beobachten zu können; doch muß man darauf achten, daß eine Variation der Spannung, die durch Änderung des Rohrtypus und Festhalten des Druckes im Beobachtungsraume und Entladungsraume zustande kommt, mit Rücksicht auf die Eigenschaften der Strahlen mit einer Spannungsvariation in demselben Rohre, die durch Änderung des Druckes im Entladungsraum hergestellt wird, nicht identisch ist.

Soweit ich aber ersehen kann, wird es indessen auf diese Weise ganz unmöglich, bei *verschiedenem Druck* im Entladungsraume beobachten zu können, wenn gleichzeitig *die Eigenschaften der Strahlen unverändert gehalten werden sollen*.

Denn denken wir uns, daß wir eine Reihe von Rohrtypen haben, die wir auf *gleiche Spannung* einstellen, so werden freilich die Strahlen in Räume von verschiedenem Drucke eindringen; allein unter diesen Verhältnissen wird, obwohl die angelegte Spannung die gleiche ist, die Bedingung für die Bildung von Kanalstrahlen geändert, und wir werden in den verschiedenen Röhren Kanalstrahlen mit ganz verschiedener Geschwindigkeitsverteilung erhalten.

Daß dies tatsächlich der Fall ist, geht mit aller Deutlichkeit aus den Versuchen von Hrn. von Hirsch hervor.

Die Kurven der Fig. 1 seiner Arbeit geben den Dopplereffekt für Strahlen, die auf diese Weise in verschiedenen Röhren unter verschiedenen Drucken gebildet sind, aber mit gleicher äußeren angelegten Spannung.

Die Größe des Dopplereffekts zeigt deutlich, daß die Geschwindigkeitsverteilung in den vier Fällen ganz verschieden gewesen ist, und zeigt — wie es zu erwarten war — eine starke Steigerung der Geschwindigkeit mit abnehmendem Drucke. Auch Hr. von Hirsch hat diese Verschiebung bemerkt, erkennt aber, daß er sie nicht hat deuten können, obwohl die Erklärung, wie wir sahen, offen am Tage liegt.

Wenn wir die Beobachtungen von Hrn. von Hirsch deuten sollen, müssen wir also darauf achten, daß diejenigen Versuche, bei denen er den Druck variiert und die Geschwindigkeit der Strahlen konstant gehalten zu haben meint, tatsächlich einer gleichzeitigen Variation sowohl des Druckes als auch der Geschwindigkeit entsprechen.

Diese Verhältnisse, zusammen mit seiner unvollkommenen Intensitätsmessung, machen Hrn. von Hirschs Versuche ziemlich kompliziert und schwierig zu deuten; doch kann gezeigt werden, daß seine Resultate in keiner Weise einige der Resultate, zu denen ich geführt worden bin, umstürzen können, daß vielmehr die von mir gefundenen Effekte in großem Umfange dazu dienen können, seine Resultate zu deuten.

Zuletzt scheint mir die Anwendung einer Kathode mit vielen Öffnungen bei der Untersuchung des Verhältnisses zwischen bewegter und ruhender Intensität große Schwierigkeiten darzubieten. Es wird aber kaum zu vermeiden sein, daß ein Teil des starken Leuchtens vorn im Rohre in den Spektrographen eindringen wird — direkt oder nach Reflexion von der Wand.

Nach diesen allgemeineren Einwänden mit Rücksicht auf die angewandte Methode wollen wir die einzelnen Resultate ein wenig näher besprechen.

Über die Variation des Verhältnisses zwischen bewegter und ruhender Intensität (B/R).

Bei meinen früheren Untersuchungen ist es mir gelungen, unter wohldefinierten Versuchsbedingungen folgende Effekte nachzuweisen:

B/R nimmt bei Konstanthalten der Geschwindigkeit mit wachsendem Drucke ab.

B/R nimmt bei Konstanthalten des Druckes mit wachsender Spannung ab.

Hr. v. Hirsch zieht indessen aus seinen Versuchen den Schluß, daß der Druckeffekt nicht existiert. Dagegen findet er, daß das Verhältnis B/R sich längs der Kanalstrahlbahn ändert, und zwar so, daß B/R in der Richtung der Strahlen abnimmt. Die Existenz eines derartigen Effekts steht doch keineswegs so, wie Hr. v. Hirsch ausspricht, mit meinen Resultaten in Widerspruch, vielmehr ist dieser Effekt eine notwendige Folge des von mir gefundenen *Spannungseffekts* und berührt auf keine Weise den Druckeffekt. Während des Ganges des Strahles durch das Gas wird nach Absorptionsmessungen von Koenigsberger und Kutschewski¹⁾, Wagner²⁾ und Wilsar³⁾ der Strahl immer reicher an Strahlen großer Geschwindigkeit werden. Die Absorption wird also dahin wirken, die durchschnittliche Geschwindigkeit zu steigern, also wird wegen des von mir nachgewiesenen Geschwindigkeitseffekts das Verhältnis B/R längs des Strahles abnehmen. Obgleich es also als unzweifelhaft angesehen werden muß, daß der Effekt tatsächlich existiert, scheint es mir, daß man aus den von Hrn. v. Hirsch mitgeteilten Kurven nicht viel schließen kann (Fig. 3). Die zwei Spektrallinien (78 II und 78 III), die verglichen worden sind, haben nämlich sehr verschiedene Schwärzung. Wenn die Maxima der Kurven zum Zusammenfallen gebracht worden sind, fallen die Kurven für die Grundschrärzung weit voneinander, und ich bin nicht imstande zu entscheiden, welche der zwei Kurven den größten Wert von B/R gibt, solange man die Ordinaten nicht auf Lichtintensität reduziert hat.

Die Möglichkeit, daß die Strahlen in den beiden Abständen in verschiedenem Ladungszustand sein sollten, kann eine solche Verschiebung nicht erklären. Erstens wird in beiden Anvisierungspunkten bei dem benutzten Drucke der Zustand sehr nahe stationär sein und der Ladungszustand

1) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Ann. d. Phys. 37. p. 167. 1912.

2) E. Wagner, Physik. Zeitschr. 7. p. 257. 1912.

3) H. Wilsar, Würzburger Diss. 1912.

daher angenähert gleich. Weiter habe ich gefunden¹⁾ durch Untersuchung der Lichterzeugung von Kanalstrahlen, wo die Ladung durch ein starkes magnetisches Feld sogleich beseitigt wird, daß das Verhältnis B/R sehr nahe unabhängig vom Ladungszustand des Strahles ist.

Hrn. v. Hirschs Annahme, daß kein Druckeffekt des Verhältnisses B/R vorhanden sein sollte, fußt ausschließlich auf dem Experiment, das in Fig. 6 (37 I und 38 III) gegeben ist. Die zwei Kurven entsprechen gleicher angelegten Spannung, aber verschiedenem Drucke des Entladungsraumes, was durch Benutzung verschiedener Rohrformen erreicht worden ist. Es ist nun zuerst zu beachten, daß man aus den zwei Kurven nicht gut sichere Schlüsse ziehen kann, wenn nicht zugleich die Kurve für die Grundschwärzung gegeben ist. Dies ist nun um so wichtiger, als es sich hier um den Vergleich zwischen Spektren von zwei verschiedenen Platten handelt. Überdies müssen wir uns erinnern, daß gleiche Spannung in diesem Falle mit gleicher Geschwindigkeit der Strahlen nicht gleichbedeutend ist. Wie schon erwähnt, zeigt Fig. 1, daß man bei höheren Drucken kleinere Geschwindigkeiten erhält; dasselbe zeigt übrigens auch Fig. 6. Nun habe ich indessen nachgewiesen, daß B/R sowohl mit wachsendem Druck als auch mit wachsender Spannung abnimmt, und bei der Deutung des Experiments Hrns. v. Hirschs müssen wir darauf achten, daß gleichzeitig mit der Zunahme des Druckes die Strahlgeschwindigkeit abnehmen wird. Eine Steigerung des Druckes verursacht eine Verminderung des Verhältnisses B/R , während eine Verminderung der Geschwindigkeit einer Steigerung von B/R entspricht. In dem Versuche von Hrns. v. Hirsch wird also der Geschwindigkeitseffekt dem Druckeffekt entgegenwirken, und der Fall ist nicht ausgeschlossen, daß die Wirkungen der beiden Effekte sich annähernd ausgleichen können, so daß man keine Variation von B/R findet.

Wir sehen so, daß wir das Resultat von Hrns. v. Hirsch mit Hilfe der von mir nachgewiesenen Effekte deuten können, und seine Resultate haben in keinem Punkte die Zuverlässigkeit meiner Messungen abgeschwächt, die unter sehr wohl-

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. 39. p. 161. 1912.

definierten Umständen und mit der größtmöglichen Sorgfalt mit Rücksicht auf die photometrischen Messungen ausgeführt wurden.

Was speziell den besprochenen Druckeffekt betrifft, ist seine Existenz unzweifelhaft. Er ist sehr groß und gründet sich auf eine bedeutende Anzahl von Messungen, die nicht allein qualitative, sondern auch quantitative Übereinstimmung geben. Wir werden auch sehen, daß der Druckeffekt eine notwendige Folge des Mechanismus des Lichtemissionsprozesses ist.

Über die Farbenverschiebungseffekte.

Mit Rücksicht auf die Intensitätsverteilung der verschiedenen Linien des Serienspektrums des Wasserstoffs habe ich bei der Lichterregung durch Kanalstrahlen folgende Verhältnisse nachgewiesen:

1. Das ruhende Spektrum zeigte innerhalb meines Beobachtungsbereiches keine merkbaren Variationen der Intensitätsverteilung, weder bei veränderter Spannung noch bei verändertem Druck.

2. Dasjenige Licht, das von den Strahlen selbst ausgeht, zeigte eine verschiedene Intensitätsverteilung von demjenigen Licht, das bei dem Anstoß der Strahlen gegen das Gas erzeugt wird, und zwar so, daß bei der bewegten Intensität die ersten Serienlinien relativ stärker als bei der ruhenden Intensität auftraten.

3. Die bewegte Intensität zeigte, zum Unterschied von der ruhenden Intensität, einen ganz bedeutenden Druckeffekt, indem H_α bei vergrößertem Drucke relativ stärker wurde.

Sämtliche von Hrn. v. Hirsch ausgeführte Versuche über Änderungen der Farbenverteilung werden durch diese von mir nachgewiesenen Tatsachen auf einfache Weise erklärt, und insofern wir seinen Resultaten vertrauen können, bestätigen sie nur die Richtigkeit meiner Messungen. Seine Resultate sind in Fig. 5 (67 IV und 67 V) gegeben. Wenn die Linien eine passende Schwärzung gehabt haben, und wenn weiter sämtliche Linien unter Benutzung derselben Empfindlichkeit photometriert worden sind, sollte man für die beiden Platten, die verschiedener Spannung und verschiedenem Druck entsprechen, finden, daß

$$\left(\frac{H_\alpha}{H_\gamma}\right)_{\text{bew.}} > \left(\frac{H_\alpha}{H_\gamma}\right)_{\text{ruh.}}$$

Was man, anders gesagt, aus den Messungen von Hrn. v. Hirsch am sichersten schließen kann, ist die Tatsache, daß die von mir nachgewiesene Verschiedenheit der Intensitätsverteilung des „bewegten“ und „ruhenden Spektrums“ wirklich existiert. Diese Bestätigung der Richtigkeit des von mir nachgewiesenen Verhältnisses, das Hr. v. Hirsch übrigens nicht erwähnt hat, ist auch das einzige, das mit Gewißheit aus seinen Kurven geschlossen werden kann. Bei dem Vergleich zwischen der Verteilung der bewegten Intensität der beiden Platten ist die Sache etwas schwieriger, da man ja aus seiner Anordnung nicht sehen kann, ob in den beiden Fällen der Öffnungskegel des Spektrographen mit Licht gleichmäßig ausgefüllt worden ist. Wenn dies der Fall gewesen ist, sollte sein Versuch zeigen, daß H_a/H_γ mit wachsendem Druck und abnehmender Spannung wächst. Da ich gezeigt habe, daß die Verteilung der bewegten Intensität mit der Spannung keine merkbare Änderung erleidet, liefert der Versuch insofern eine Bestätigung der Richtigkeit des von mir erst nachgewiesenen Druckeffekts der Intensitätsverteilung des „bewegten Spektrums“.

Es ist also ganz unrichtig, wenn Hr. v. Hirsch zwecks der Deutung des Effekts auf Starks Experiment¹⁾ hinweist, das sich auf die Gesamtintensität bei Queraufnahmen bezieht.

Die Frage nach der Beziehung der von mir gefundenen Effekte zum Experiment von Stark habe ich früher in meiner Antwort zu Stark²⁾ auseinandergesetzt. Dasselbst findet sich der Nachweis, daß die von mir gefundenen Effekte einen Effekt von der Größe desjenigen, den Stark nachgewiesen zu haben meint, nicht einmal annähernd erklären können.

Hr. v. Hirsch hat auch einen meiner Versuche wiederholt, der darauf ausgeht, zu untersuchen, inwiefern der elektrische Zustand der Strahlen auf die Intensitätsverteilung einen Einfluß ausübt. Zu dem Zwecke wurde das Strahlenbündel der Wirkung eines starken magnetischen Feldes ausgesetzt, und ich analysierte das Licht durch longitudinale Aufnahmen. Ich gelangte u. a. zu dem Resultat, daß das Verhältnis H_a/H_β durch das Magnetfeld nicht merklich geändert wurde. Hr. v. Hirsch wiederholt diesen Versuch,

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 21. p. 434. 1906.

2) L. Vegard, Ann. d. Phys. 40. p. 711. 1913.

doch mit der Vereinfachung, daß er Queraufnahmen benutzt. Auch in diesem Falle weichen seine Ergebnisse von den meinigen nicht wesentlich ab, indem die Abweichungen des Verhältnisses H_α/H_β , die er findet, so klein sind, daß sie den wahrscheinlichen Fehler seiner Messungen wohl nicht übersteigen. Dagegen findet er, daß das Verhältnis H_β/H_γ verhältnismäßig große Abweichungen zeigt. Nach der Kenntnis, die ich von der Variation der Intensitätsverteilung des Wasserstoffspektrums habe, scheint mir dieses Resultat wenig wahrscheinlich. Ich habe nämlich auch die Variation von H_γ bei Variationen von Versuchsbedingungen untersucht¹⁾ und habe immer gefunden, daß, wenn eine Verschiebung der Intensitätsverhältnisse eintritt, H_α/H_β sich immer viel stärker als H_β/H_γ ändert. Dieser Umstand deutet darauf, daß man vorläufig das Resultat von Hrn. v. Hirsch mit einiger Vorsicht behandeln soll.

Der Mechanismus des Lichtemissionsprozesses.

Deutung der Verschiebungseffekte.

Meine Untersuchungen über die Lichtemission bei Kanalstrahlen widerlegten angenommene Analogien zwischen der bewegten Intensität und der schwarzen Strahlung. Weiter wurde der Nachweis geführt, daß sich die bewegte und die ruhende Intensität ganz verschieden verhielten, was mich wieder zu einer Vorstellung von dem Leuchtmechanismus führte, die darauf hinausging, *die bewegte und die ruhende Intensität als voneinander relativ unabhängige Prozesse zu betrachten*. Eine solche Annahme ist notwendig, um die nachgewiesene Änderung des Verhältnisses zwischen bewegter und ruhender Intensität mit Druck und Spannung zu erklären.

Einen klareren Einblick in die Sache erhalten wir, wie ich früher gezeigt habe, wenn wir die sogenannten Elementargesetze für die bewegte Intensität und für die ruhende Intensität untersuchen.

Für die ruhende Intensität gilt innerhalb des Beobachtungsbereiches das folgende einfache Gesetz

$$i = k \cdot p \cdot v^2.$$

Hier bedeutet i diejenige Lichtintensität pro Längeneinheit, die ein Kanalstrahl mit der Geschwindigkeit v durch-

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. 39, p. 126 u. 128. Tabb. III u. IV. 1912.

schnittlich erzeugt, wenn er ein Gas vom Drucke p durchdringt.

Wir sehen, daß für Kanalstrahlen von derselben Geschwindigkeit i mit p proportional ist. Dies führt zu der Ansicht über die Strahlung, daß die Lichtemission durch den Stoß der Kanalstrahlen gegen die Gasmoleküle direkt hervorgerufen ist. Da nämlich die Anzahl der Stöße pro Längeneinheit n mit dem Drucke proportional sein muß, so bekommt man

$$\frac{i}{n} = k \cdot v^2.$$

Das gefundene Gesetz für die ruhende Intensität spricht daher aus, daß, wenn ein Strahl mit gegebener Geschwindigkeit auf eine gewisse Weise gegen ein Gasmolekül stößt, die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Molekül zum Leuchten gebracht wird, *unabhängig von dem absoluten Abstand zwischen den Gasmolekülen sein wird*, d. h. unabhängig vom Drucke. Doch gilt dies wohl nur für Drucke unter einer gewissen Grenze. Die Grundlage dieser Deutung ist die Annahme, daß die ruhende Intensität durch den Stoß der Kanalstrahlen gegen das Gas direkt entsteht. Ich gelangte weiter zu dem Resultat, daß die Lichtemission vom Gase wesentlich von den gestoßenen Molekülen selbst ausgehen muß, daß sie z. B. also nicht von sekundären Kathodenstrahlen hervorgerufen sein kann.¹⁾

Etwas später ist Hr. Prof. Stark²⁾ zu genau demselben Resultat gelangt. Ich finde es notwendig, dies hier zu erwähnen, weil Stark in späteren Arbeiten, wo er von dieser Vorstellung aus weiter räsoniert, nur auf seine eigene Arbeit hinweist und nicht erwähnt, daß ich schon lange vor der Veröffentlichung der Starkschen Arbeit durch Untersuchung der Elementargesetze der Lichtemission zu dieser Auffassung des Lichtemissionsprozesses geleitet wurde, eine Auffassung, die ich deutlich ausgesprochen habe, und die allen meinen Deutungen der beobachteten Effekte zugrunde liegt.

Ich wurde weiter durch Zusammenhalten dieser Auffassung des Lichtemissionsprozesses mit den Eigenschaften des Dopplereffekts bei Kanalstrahlen zu dem Schluß³⁾ ge-

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. 41. p. 638. 1913.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 42. p. 168. 1913.

3) L. Vegard, Ann. d. Phys. 41. p. 638. 1913.

führt, daß ein Kanalstrahl gegen ein Gasmolekül stoßen und dies zum Leuchten bringen kann, ohne daß dem Molekül eine Bewegung erteilt wird, die in Größe mit der Eigenbewegung des Strahls vergleichbar ist. Diese Eigentümlichkeit ist später durch Untersuchungen von Wien¹⁾ näher bestätigt worden. Wien zeigt, daß selbst mit den vollkommensten optischen Hilfsmitteln nicht nachgewiesen werden kann, daß den leuchtenden Gasparkeln von den Strahlen ein merkbares Bewegungsmoment erteilt worden ist. *Auch dieses Verhältnis hat Stark²⁾ in seinen späteren Arbeiten behandelt, ohne auf meine frühere Arbeit aufmerksam zu machen.*

Betreffs der bewegten Intensität oder des Selbstleuchtens des Strahles führen meine Messungen der Verschiebungseffekte zu dem Resultat, daß ein Stoß, der ein Gasmolekül zum Leuchten bringt, nicht notwendigerweise den Strahl selbst zum Leuchten anregt; und der Umstand, daß das Verhältnis zwischen bewegter und ruhender Intensität mit wachsendem Drucke und wachsender Strahlgeschwindigkeit abnimmt, wird in der Tat *eine notwendige Folge der Tatsache, daß ein einzelner Strahl pro Zeiteinheit nur eine gewisse Lichtmenge zu emittieren vermag.*

Auch das bewegte Leuchten muß durch Stoß gegen Gasmoleküle oder freie Elektronen hervorgerufen sein. Die Lichtmenge pro Zeiteinheit (c_i) muß von der Anzahl von Stößen pro Zeiteinheit (N) abhängen. Wir müssen das folgende Verhalten ungefähr erwarten: Wenn N von 0 ab wächst, wird c_i erst proportional N wachsen, später langsamer, und zuletzt wird c_i bei einem gewissen Wert von N eine obere Grenze erreichen. Dieses fast notwendige Verhalten mit den äußerst plausiblen Gesetzen für die ruhende Intensität zusammengehalten, legt die Existenz der beobachteten Verschiebungseffekte auf befriedigende Weise dar.

Wir betrachten zuerst einen Strahl, welcher mit derselben Geschwindigkeit in Räume von verschiedenem Drucke eindringt. Wenn wir eine so dünne Schicht senkrecht zur Bewegungsrichtung des Strahles betrachten, daß die Absorption außer Betracht gesetzt werden kann, wird, weil sämtliche Strahlen gleiche Geschwindigkeit besitzen, die An-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 43. p. 955. 1914.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 49. p. 749. 1916.

zahl von Stößen pro Zeiteinheit mit der Anzahl von Stößen pro Längeneinheit proportional sein, die wieder dem Druck proportional ist. Die Lichtintensität pro Zeiteinheit ist mit derjenigen pro Längeneinheit (j) in folgender Weise verbunden:

$$c_t = j \cdot v.$$

Da v für alle Strahlen eine Konstante ist, wird $j c_t$ proportional. Da sich aber c_t mit wachsender Stoßzahl einer Grenze nähert, folgt hieraus, daß j bei wachsendem Druck nicht dem Druck proportional wächst, sondern langsamer, indem sie sich einer Grenze nähert. Die ruhende Intensität dagegen wächst dem Drucke proportional, und hieraus folgt, daß das Verhältnis B/R bei wachsendem Druck abnehmen muß. Daß Hr. v. Hirsch diesen Effekt nicht hat beobachten können, beruht, wie erwähnt, auf unreinen Versuchsbedingungen.

Wenn wir das gefundene Elementargesetz für die bewegte Intensität mit Messungen von Wien über die freie Weglänge zusammenhalten, können wir wichtige Schlüsse über den Lichterregungsprozeß ziehen. Wien hat nämlich nachgewiesen, daß die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Umladungen der Strahlen nicht dem Druck proportional abnimmt, sondern weniger schnell. Die Anzahl von Umladungen pro Längeneinheit wächst also nicht proportional der Stoßzahl pro Längeneinheit, wenn diese durch Änderung des Druckes vermehrt wird, sondern langsamer. Die Anzahl von Umladungen pro Längeneinheit variiert also mit dem Drucke auf ähnliche Weise wie das Selbstleuchten der Strahlen. Dies führt uns zu dem an sich wahrscheinlichen Resultat, daß das von den Strahlen pro Längeneinheit ausgesandte Licht mit der Anzahl von Umladungen annähernd proportional ist. Wir finden, daß die Abweichung vom Proportionalitätsgesetze für die mittlere Weglänge für Wasserstoff viel größer als für Sauerstoff und Stickstoff ist, was genau mit dem Umstand übereinstimmt, daß ich für das Verhältnis B/R für Wasserstoff einen viel größeren Druckeffekt als für Sauerstoff und Stickstoff finde.¹⁾ Dies deutet bestimmt darauf hin, daß den beiden Erscheinungen, Umladungsprozesse und Selbstleuchten der Strahlen, wesentlich dieselbe Ursache zugrunde liegt.

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. 41. p. 627. 1913.

Auf ähnliche Weise können wir, wie ich früher gezeigt habe, den zweiten Verschiebungseffekt erklären, die Abnahme von B/R mit wachsender Spannung bei konstantem Druck. Wir müssen uns jetzt erinnern, daß die durch den Spektrographen gemessene Intensität mit der Lichtintensität pro Längeneinheit proportional ist. Für die bewegte Intensität haben wir

$$j = \frac{c_t}{v}.$$

Wenn nun c_t einen gewissen Wert nicht überschreiten kann, folgt aus dieser Gleichung, daß für hinreichend große v j schließlich mit wachsender Geschwindigkeit abnehmen muß. Meine Messungen deuten darauf hin, daß, wenn die Anzahl von Stößen pro Sekunde durch eine Steigerung der Strahlgeschwindigkeit vermehrt wird, c_t mit wachsender Stoßzahl zuletzt abnehmen kann. Dies bedeutet also, daß bei Vergrößerung der Geschwindigkeit *jeder Stoß* eine so viel kleinere Wahrscheinlichkeit bekommt, den Strahl zur Leuchtung anzuregen, daß selbst *auf der sekundlichen Wegstrecke* das Selbstleuchten mit steigender Geschwindigkeit etwas abnimmt. Man kann kurz sagen, daß die beiden Verschiebungseffekte eine Folge desjenigen Umstandes sind, daß die bewegte und die ruhende Intensität verschiedenen Elementargesetzen folgen, ein Verhältnis, das nach der erwähnten Erklärung der Lichtemissionsprozesse fast einleuchtend ist.

Deutung der Farbenverschiebungseffekte.

Bei der Deutung der Farbenverschiebungseffekte müssen wir folgende Tatsachen berücksichtigen:

1. Die verschiedene Intensitätsverteilung der bewegten und der ruhenden Intensität.
2. Die bewegte Intensität ändert ihre Farbenverteilung mit dem Drucke, während die ruhende nicht merklich verändert wird.

Der Umstand, daß die bewegte und die ruhende Intensität eine so verschiedene Intensitätsverteilung geben, könnte von Anfang an sonderbar erscheinen, und man sollte vielleicht von vornherein geneigt sein, anzunehmen, daß dies von einem verschiedenen elektrischen Zustand der emittierenden Zentra in den beiden Fällen herrühren müsse, oder daß man bei der

ruhenden Intensität leuchtende Moleküle habe, während bei der bewegten Intensität nur Atome.

Indessen halte ich es für möglich, die Erscheinung ohne eine derartige Annahme zu erklären. Das ganze Verhältnis kann, ohne Einführung besonderer Hypothesen mit Rücksicht auf den Strahlmechanismus, auf einen einzigen Effekt zurückgeführt werden, die Zunahme von H_a/H_β mit steigendem Drucke. Wir müssen nur annehmen, daß diese Änderung *nicht proportional dem Drucke ist*, sondern auf ungefähr folgende Weise verläuft: Wenn der Druck wächst, wird sich erst das Verhältnis H_a/H_β eine Weile fast unverändert halten; erst wenn der Druck einen gewissen Wert erreicht hat, fängt er an, auf die Intensitätsverteilung einen Einfluß zu üben, und zwar so, daß Linien mit höheren Seriennummern mit wachsendem Drucke relativ schwächer werden.

Wir müssen nun zugleich bemerken, daß, was bei der Intensitätsverteilung des von den Emissionszentren ausgesandten Lichtes maßgebend ist, nicht an sich der vom Gase gegen die Wände ausgeübte Druck ist, sondern *die Anzahl von Stößen des Emissionszentrums pro Zeiteinheit*.

In einem Gase werden die verschiedenen Zentra eine verschiedene Geschwindigkeit besitzen, werden also pro Zeiteinheit eine verschiedene Anzahl von Stößen ausführen. Jedem Geschwindigkeitsintervall der Gaspartikel entspricht eine bestimmte durchschnittliche Intensitätsverteilung. In ähnlicher Weise wirkt die Verschiedenheit der zurückgelegten mittleren freien Weglängen. Die resultierende Intensitätsverteilung wird ein statistischer Durchschnittswert der Emission der verschiedenen Zentra, wenn die letzteren das Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz befolgen. Diejenige Intensitätsverteilung, welche die leuchtenden Gasmoleküle erzeugen, entspricht für Wasserstoff einer Durchschnittsgeschwindigkeit von $1,8 \cdot 10^5$ cm/sec. Die Kanalstrahlen dagegen haben Geschwindigkeiten von der Größenordnung $5 \cdot 10^7$ cm/sec, und die entsprechende Stoßzahl ist etwa 300mal größer. Man kann daher sagen, daß der effektive Druck (durch die Stoßzahl ausgedrückt) bei Kanalstrahlen etwa 300mal größer als für das leuchtende Gas ist.

Da man nun findet, daß das Verhältnis H_a/H_β mit wachsendem Drucke zunimmt, muß man erwarten, zu finden, daß

dieses Verhältnis für das von den Kanalstrahlen selbst ausgesandte Licht größer ist als für das von den Strahlen getroffene Gas.

Da das Kanalstrahlenleuchten einem viel höheren „Druckintervalle“ entspricht, ist es außerdem möglich, daß wir uns hier in einem Intervalle befinden, wo Änderungen des Druckes auf die Intensitätsverteilung einen verhältnismäßig großen Einfluß bekommen, und dies macht es verständlich, daß bei der bewegten Intensität das Verhältnis H_a/H_β sich mit dem Drucke ändert, während bei der ruhenden Intensität eine derartige Änderung nicht beobachtet werden kann.

Wir sehen so, daß die Intensitätsverteilung in dem bewegten und dem ruhenden Spektrum verständlich wird, wenn wir einen Druckeffekt annehmen, der nicht proportional dem Drucke ist, welcher aber mit dem Drucke erst sehr langsam wächst, um danach rascher zu steigen, und wenn wir annehmen, daß es nicht der Druck als solcher ist, welcher in Betracht kommt, sondern daß die Stoßzahl pro Sekunde für die Wahrscheinlichkeit für die Bildung der einzelnen Spektrallinien maßgebend ist.

Diese Erklärung sollte es doch mit sich bringen, daß das Verhältnis H_a/H_β für denselben Druck des Beobachtungsraumes sich mit der Geschwindigkeit der Strahlen ändern sollte, indem die Stoßzahl pro Sekunde dadurch geändert wird. Man sollte erwarten, daß H_a/H_β mit wachsender Geschwindigkeit wachsen würde. Indessen habe ich durch meine Messungen keine derartige Änderung feststellen können. Hieraus darf man aber nicht schließen, daß ein solcher Effekt überhaupt nicht existiert. Die Zerstreuung des Lichtes im Dopplerstreifen wird die Messungen erschweren, und es ist wohl denkbar, daß ein Effekt von bis 10 Proz. existieren kann, ohne entdeckt zu werden. Was für die Größe des hier erwähnten Effekts bestimmend sein sollte, ist die relative Vermehrung der Stoßzahl pro Zeiteinheit. In meinen Versuchen war diese bei Druckänderung

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{p_1 - p_0}{p_0} = 2,9,$$

bei Spannungsänderung dagegen

$$\frac{v_1 - v_0}{v_0} = 0,78,$$

wo v_1 und v_0 die größte bzw. kleinste Geschwindigkeit bedeutet.

Die relative Änderung der Stoßzahl ist daher bei der Spannungsänderung nur ungefähr ein Viertel derjenigen bei der Druckänderung. Da der Druckeffekt unter diesen Umständen etwa 30 Proz. betrug, sollte also der Spannungseffekt nur etwa 8 Proz. werden, und der Nachweis eines derartigen Effekts bei der bewegten Intensität wird jedenfalls durch die von mir benutzten Methoden und Mittel äußerst schwierig sein.

Wir müssen zugleich auf die Möglichkeit achten, daß die relative Wahrscheinlichkeit für die Bildung einer bestimmten Spektrallinie mit der Geschwindigkeit des Strahles geändert werden kann, und daß dieser Effekt derjenigen Änderung, die von der vermehrten Stoßzahl herrührt, entgegenwirken kann. Es ist freilich so, daß die Umladungen der Strahlen mit deren Selbstleuchten einigermaßen proportional verlaufen; damit ist aber nicht gegeben, daß vollständige Ionisation und darauffolgende Wiedervereinigung notwendig sind, um Leuchten zu erzeugen. Diejenigen Versuche, die ich über den Einfluß des Ladungszustandes auf die Lichtemission ausgeführt habe, deuten darauf hin, daß die Strahlen leuchten können, *ohne ganz ionisiert zu sein*. Ich finde nämlich, daß das Verhältnis zwischen bewegter und ruhender Intensität sehr wenig geändert wird, wenn die Strahlen der Wirkung eines starken magnetischen Feldes ausgesetzt werden, wobei der größte Teil der positiv geladenen Strahlen aus dem Felde gebracht wird. Dieser Versuch führt zu der Annahme, daß die Strahlen, auch wenn sie neutral sind, leuchten, und daß sie in diesem Zustand durch ihre Stöße auch das Gas zum Leuchten anregen können. Da diejenige Schwächung der Lichtintensität, die vom Felde hervorgerufen ist, derjenigen Schwächung der Energie der Kanalstrahlen, die der Beseitigung des geladenen Teiles ihren Ursprung verdankt, ungefähr entspricht, können wir schließen, daß die Fähigkeit eines Strahlenbündels, Licht zu emittieren, von einer Änderung des Ladungszustandes nicht beeinflusst wird, vorausgesetzt, daß die Energie und die Geschwindigkeit dieselben bleiben. Dies zwingt uns zur Annahme, daß *der neutrale Strahl leuchten kann*, und wir müssen ferner annehmen, daß *eine Lichterregung nicht notwendigerweise eine vollständige Spaltung des Elektrons vom Atom voraussetzt*. Es wird genügen, daß das Elektron außer Lage gebracht wird. Anders gesagt, wenn ein neutraler Strahl gegen ein Atom

stößt, wird einem dem Strahl gehörigen Elektron eine gewisse Energiemenge erteilt werden können, indem das Elektron aus seiner ursprünglichen Gleichgewichtslage im Atom gebracht wird. Es braucht aber nicht eine Energiemenge aufzunehmen, die der Ionisationsenergie gleich ist, sondern ein geringeres Quantum. Der Strahl bleibt also neutral; wenn aber das Elektron von seiner neuen Lage in seine ursprüngliche Lage zurückkehrt, wird die Energiedifferenz in Form von Licht ausstrahlen.

Was im vorhergehenden über die bewegte Intensität gesagt worden ist, ist auch für die ruhende Intensität gültig.

Eine zweite Beobachtung, die diese Vorstellung stützt, ist die folgende:

Wir betrachten einen Kanalstrahl, welcher plötzlich der Wirkung eines starken magnetischen Feldes ausgesetzt wird, so daß der positive Teil beseitigt wird. Nach der Ablenkung sollte dann der Strahl annähernd neutral sein, und wenn Druck und Spannung klein sind, wird die bewegte Intensität dominierend sein. Wenn daher der neutrale Strahl nicht leuchten könnte, müßte die Lichtstärke nach der Ablenkung erst auf ein Minimum sinken, um danach, je nachdem sich die Strahlen dem Gleichgewichtszustand wieder nähern, wieder zu wachsen. Bei meinen Versuchen über Kanalstrahlen habe ich einen derartigen Effekt wiederholt gesucht, habe aber kein Zeichen davon beobachten können. Das Leuchten hält sich auch nach der Ablenkung konstant, und ein Minimum ist nicht zu entdecken.

Wenn nun ein Atom zum Leuchten angeregt werden kann, ohne ionisiert zu werden, sind neue Möglichkeiten für eine Änderung der Intensitätsverteilung des Spektrums vorhanden. Wenn wir unseren Betrachtungen die Quantenhypothese zugrunde legen, müssen wir annehmen, daß, wenn das Elektron während der Wiederherstellung des Gleichgewichtes Licht von der Schwingungszahl ν ausstrahlen soll, das Elektron eine Energiemenge, die wenigstens $h\nu$ beträgt, aufgenommen haben muß. Wenn z. B. diejenige Energie, die ein Elektron in einem Wasserstoffatom aufgenommen hat, kleiner als $h\nu$ ist, so kann das Elektron während des Wiedervereinigungsprozesses nur die Serienlinien H_α und H_β aussenden. Wenn daher die Elektronen bei der Anregung durchgehends kleine Energie-

mengen aufnehmen, wird die maximale Intensität im roten Ende des Spektrums liegen; wenn den Elektronen bei der Anregung größere Energiemengen erteilt werden, wird sie gegen das violette Ende verschoben werden.

Wenden wir nun dies auf die Intensitätsverteilung im bewegten Kanalstrahlenspektrum an. Es ist dann gewiß so, daß der rote Teil mit wachsender Geschwindigkeit wegen der vergrößerten Stoßzahl begünstigt wird; allein es ist möglich, daß gleichzeitig die größeren Wellenlängen dadurch begünstigt werden, daß die Elektronen bei der gesteigerten Geschwindigkeit der Strahlen durchgehends größere Energiemengen aufnehmen. Die zwei Effekte verlaufen in entgegengesetzter Richtung, und so kann es noch verständlicher werden, daß ich keinen Geschwindigkeitseffekt habe nachweisen können.

Die Deutung des Stoßzahleffektes mit Hilfe der Bohrschen Anschauungen.

Wir haben im vorhergehenden eine Erklärung der von mir gefundenen Intensitätsverhältnisse bei dem durch Anregung mit Wasserstoffkanalstrahlen erzeugten Licht angedeutet. Sämtliche Verhältnisse können auf eine Änderung der Farbe mit geänderter Stoßzahl zurückgeführt werden, doch so, daß einer gegebenen relativen Änderung der Stoßzahl dieselbe Änderung der Intensitätsverteilung nicht entspricht. Die Verhältnisse bei der Intensitätsverteilung der Kanalstrahlenemission werden also durch eine Erklärung des Stoßzahleffektes aufgeklärt sein.

Ein derartiger Effekt ist indessen eine Folge des Rutherford-Bohrschen Atommodells und der von Bohr¹⁾ begründeten Theorie der Serienspektren. Dieses Atommodell ist von so vielen Tatsachen gestützt worden, daß es wohl keinem Zweifel unterliegt, daß man hier im wesentlichen auf den richtigen Weg gekommen ist. Was speziell den Wasserstoff angeht, sollte dieses Atom aus einem positiven Kern und einem Elektron bestehen, und dieses Modell hat kürzlich einen Triumph gefeiert, indem es Epstein²⁾ gelungen ist, dem Starkeffekt eine quantitative Erklärung zu geben — mit

1) N. Bohr, Phil. Mag. 26. p. 1, 476 u. 857. 1913.

2) Paul S. Epstein, Ann. d. Phys. 50. p. 489. 1916.

Hilfe einer von Sommerfeld eingeführten Verallgemeinerung der Quantenbedingungen.

Eine weitere Aufgabe wird nun sein, die Lichtemission bei Kanalstrahlen mit Hilfe des Rutherfordschen Atommodells und der Bohrschen Theorie der Lichtemission zu erklären. Wir wollen hier auf die Theorien nicht näher eingehen, allein nur auf gewisse Konsequenzen aufmerksam machen.

Da das neutrale Atom nur ein einziges Elektron hat, wird ein positives Atomion kein Elektron haben. Ein positives Atomion kann daher nicht Licht aussenden, solange es sich als solches bewegt, indem das Licht von vibrierenden Elektronen ausgeht.

Die Lichterregung besteht darin, daß das Elektron von einem inneren in einen äußeren Stabilitätskreis getrieben wird, und die Lichtemission findet statt, wenn das Elektron von einem äußeren in einen inneren zurückkehrt. Die Serienlinien im sichtbaren Teil werden erzeugt, wenn die Wiedervereinigung auf dem nächstinnersten Stabilitätskreis stattfindet.

Aus denjenigen Eigenschaften des Kanalstrahlenleuchtens, die ich eben aus meinen Versuchen über den Einfluß des Ladungszustandes auf das Selbstleuchten der Strahlen herleitete, zog ich die Folgerung, daß die neutralen Strahlen Licht aussenden. Dies steht mit der erwähnten Auffassung des Leuchtungsprozesses in bestem Einklang. Denn nach Bohrs Vorstellung ist es nicht notwendig, daß das Elektron eine Energiemenge aufnimmt, die zur Ionisation ausreicht; allein es ist nur notwendig, daß das Elektron auf einen der äußeren Stabilitätskreise ausgetrieben wird.

Was uns in dieser Verbindung besonders interessiert, ist der wachsende Durchmesser des Stabilitätskreises mit wachsender Seriennummer.

Schon Bohr hat darauf aufmerksam gemacht, daß man aus diesem Verhältnis die gewöhnliche Farbenverschiebung, die bei vermehrtem Drucke stattfindet, erklären kann, indem die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Elektron als Ausgangslage der Emission einen Stabilitätskreis mit großem Durchmesser haben soll, mit abnehmendem Abstand zwischen den Atomen abnehmen muß.

Demnach müssen wir aber auch annehmen, daß die Vermehrung der Stoßzahl pro Zeiteinheit die Wahrscheinlichkeit für die Bildung einer bestimmten Spektrallinie um so mehr vermindern wird, je größer der Durchmesser des der Spektrallinie entsprechenden Stabilitätskreises ist. Wenn dies der Fall ist, sehen wir, daß die Farbenverschiebungseffekte durch das Bohrsche Atommodell in einfacher Weise erklärt werden.

Die Deutung der Farbenverschiebungseffekte bei Kanalstrahlen steht zu der Deutung eines sehr interessanten Effekts, der kürzlich von Stark¹⁾ entdeckt worden ist, in sehr naher Beziehung. Dieser Effekt tritt bei der ruhenden Intensität auf und besteht darin, daß das Licht, das den Kanalstrahlenweg umgibt, je nachdem wir uns von der Achse des Strahlenbündels entfernen, seine Farbenzusammensetzung ändert, und zwar so, daß Linien mit höherer Ordnungsnummer mit wachsendem Abstand relativ stärker werden. Stark hat dies durch Abbildung des Kanalstrahlenbündels auf den Spalt des Spektrographen schön gezeigt.

Gegen Starks Deutung dieses Effekts können doch meiner Meinung nach berechnete Einwände erhoben werden. Stark meint, daß der Effekt auf dem Umstand beruht, daß die Dämpfung der Lichtschwingungen für die verschiedenen Linien verschieden ist und mit wachsender Ordnungsnummer abnimmt. Diejenigen Atome, die den größten Teil des Lichtes um die Kanalstrahlenlamelle aussenden, sollten in der Lamelle angeregt werden und auf ihrem Weg nach außen zu leuchten fortfahren, indem die Amplitude der Schwingungen allmählich auf Null sinkt. Wenn diese Deutung die richtige ist, können wir wohl, wie Stark zeigt, *über den Druckeffekt der bewegten Intensität Aufschluß erhalten*, indem die Dauer der Ausstrahlung bei einer einzelnen Erregung für H_β größer ist als für H_α , und es ist wahrscheinlich, daß die Anzahl von Neuerregungen pro Längeneinheit für H_α stärker als für H_β wachsen wird, wenn der Druck wächst.

Starks Deutung fordert indessen, wie es mir scheint, zu große Abklingungszeiten. Wenn wir annehmen, daß die Geschwindigkeit der Emissionszentra von derselben Größenordnung wie der mittleren Geschwindigkeit der Gasbewegung ist, können wir die Größenordnung der Abklingungszeit be-

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 49. p. 731. 1916.

stimmen. Wenn die Verlängerung der Spektrallinie von der Kanalstrahlenlamelle aus l ist, ist die Abklingungszeit t von der Größenordnung

$$t = \frac{l}{V_0},$$

wo V_0 die Geschwindigkeit der Moleküle der Gasbewegung bedeutet. Nehmen wir nun an, daß Kanalstrahlen bei Durchgang einer Gasschicht erregt werden, um danach ins Vakuum hineinzudringen, wird eine Linie, z. B. H_γ , eine Wegstrecke L zu leuchten fortfahren, die durch die Gleichung

$$L = V_k t = \frac{V_k}{V_0} l$$

bestimmt ist. Nach Stark ist l von der Größenordnung 1 mm, und das Verhältnis V_k/V_0 kann für gewöhnliche Wasserstoffkanalstrahlen gleich etwa 500 gesetzt werden. Wir sollten also L von der Größenordnung 500 mm finden; dies steht indessen, wie es scheint, mit der Erfahrung in Widerspruch. Direkte Versuche über die Größe L sind von Dechend und Hammer ausgeführt.¹⁾ Sie lassen Strahlen von einem Gasraum, wo sie in starkem Leuchten gewesen sind, in einen Raum von sehr niedrigem Druck eintreten, und finden, daß das Leuchten dieses Beobachtungsraumes mit abnehmendem Druck abnimmt, und daß es bei sehr geringem Druck zum Verschwinden gebracht werden kann. Dieses Experiment zeigt, daß die Größe L sehr klein ist und 1 cm kaum übersteigen kann. Dementsprechend sollte L $1/50$ desjenigen Wertes, der aus Starks Deutung des erwähnten Effekts hergeleitet wird, kaum betragen.

Starks Deutung wird also durch die vorliegenden Tatsachen wenig wahrscheinlich gemacht. Im Einklang mit Bohr und auf Grundlage derjenigen Anschauung über das Kanalstrahlenleuchten, die ich im vorhergehenden auseinandergesetzt habe, könnte dem Effekt eine andere Deutung gegeben werden. Aus dieser Anschauung folgt nämlich, daß zwischen Anregung und Emission sehr wohl eine merkliche Zeit verlaufen kann, indem sich das Elektron nach der Ausschleuderung aus der inneren Bahn einige Zeit in einem Stabilitätskreise bewegen kann, um dann nach Wiedervereinigung Licht zu erzeugen.

1) H. v. Dechend u. W. Hammer, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 21. p. 1. 1910.

Wie auch Stark angedeutet hat, steht der Annahme nichts im Wege, daß sich das Emissionszentrum den größten Teil des Weges vom Anregungspunkte ohne Leuchten bewegt, um danach in einer Zeit Licht auszusenden, die im Verhältnis zu der Zeit für die Bewegung vom Anregungsort nach dem Emissionsort verschwindend ist. Von dieser Voraussetzung aus wird der Effekt von Stark erklärt sein, wenn wir annehmen, daß der Zeitraum von der Anregung bis beginnender Emission mit steigender Seriennummer — also mit wachsendem Durchmesser des Stabilitätskreises — wächst. Diese Annahme, die an sich sehr wahrscheinlich erscheint, kann doch mit dem Experiment von Dechend und Hammer ebenso schwer wie Starks eigene Deutung in Einklang gebracht werden.

Wenn indessen durch Wiederholung dieses Experiments von Dechend und Hammer der Nachweis geliefert werden sollte, daß die hier angedeutete Erklärung möglich ist, so wird dies gewiß für das Verständnis der von mir gefundenen Farbenverschiebungseffekte bei der Kanalstrahlenemission von Bedeutung werden. Es ist nämlich kaum zweifelhaft, daß der von Stark entdeckte Effekt zu diesen Effekten in enger Beziehung steht. Da wir nun gesehen haben, daß wir diese Erscheinungen durch Annahmen, die mit der Bohrschen Ansicht über die Lichtemission in Einklang stehen, erklären können, wird es natürlich sein, zu versuchen, den Effekt von Stark auf ähnliche Weise zu deuten.

Wie früher erwähnt, ist es wesentlich die Stoßzahl, oder bei einer gegebenen Geschwindigkeit der Strahlen die freie Weglänge, die für die Wahrscheinlichkeit für die Bildung einer Serienlinie maßgebend ist. Und in einem Gase, wo die verschiedenen leuchtenden Zentra zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen verschiedene Weglängen zurücklegen, wird die Intensitätsverteilung für Zentra verschiedener mittlerer Weglängen verschieden werden.

Als eine mögliche Erklärung des Effekts von Stark könnte man sich die folgende denken: Durch die Stöße der Kanalstrahlen wird ein großer Teil der Gasmoleküle ionisiert; sie bewegen sich zum Teil als freie, positive Kerne von der Strahlenlamelle aus, deren positive Ladung auch dazu beiträgt, den positiven Kern von der Strahlbahn zu entfernen.

Solange aber der positive Kern als solcher existiert, oder das Elektron sich in einem Stabilitätskreise bewegt, kann er, wenn wir das Bohrsche Atommodell zugrunde legen, kein Licht aussenden. Die Lichtemission wird erst bei dem Wiedervereinigungsprozeß eintreten.

Nun ist es indessen nach der Bohrschen Betrachtung der Lichtemission als wahrscheinlich anzunehmen, daß, je länger sich das Ion ohne Anstoßen und Wiedervereinigung frei bewegt, die Wahrscheinlichkeit für eine Wiedervereinigung von einem Stabilitätskreise aus mit großem Radius um so größer ist; und um so größer wird die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei der Wiedervereinigung eine Linie von hoher Ordnungsnummer emittiert wird. Denken wir uns einen Ionisator, dessen Tätigkeit auf einen scharf begrenzten Bereich des Raumes beschränkt ist, so müssen wir also erwarten, rings um den Ionisationsbereich Leuchten zu finden und daß die Farbe mit wachsendem Abstand gegen das Blau verschoben werden wird. Einen derartigen Fall mit einem scharf begrenzten Ionisationsbereich sehen wir in Starks Versuch mit Kanalstrahlen eben verwirklicht.

Es zeigt sich so, daß sämtliche Farbenverschiebungseffekte, die bei der Lichterregung durch Kanalstrahlen beobachtet worden sind, sowohl die von mir früher nachgewiesenen Verhältnisse wie auch die von Stark neuerlich nachgewiesene verschiedene Länge der Linien der ruhenden Intensität, mit der Bohrschen Auffassung der Lichtemission in Wasserstoff in Einklang gebracht werden können.

Die Intensitätsverteilung des Serienspektrums im negativen und positiven Glimmlicht.

Im Anschluß an meine Untersuchungen über die Lichtemission bei Kanalstrahlen habe ich auch einige quantitative Untersuchungen über die Lichtemission von der negativen Schicht und der positiven Säule bei Entladungen in Wasserstoff ausgeführt.¹⁾

Wenn die Entladung bei Drucken kleiner als 0,1 mm Hg stattfand, war die Intensitätsverteilung im negativen Glimmlicht dieselbe wie im ruhenden Spektrum bei Kanalstrahlen. Dagegen zeigten die Serienspektren des negativen Glimmlichtes

1) L. Vegard, *Ann. d. Phys.* **39**, p. 111. 1913.

und der positiven Lichtsäule (nahe der Anode) bei demselben Druck eine sehr verschiedene Farbenzusammensetzung. Die roten Linien waren im positiven Licht relativ viel stärker.

Das negative Glimmlicht zeigte sich indessen in seiner Farbenzusammensetzung nicht konstant, sondern sie änderte sich mit Änderung des Druckes, und zwar so, daß die Linien der langen Wellenlängen bei vermehrtem Drucke relativ stärker wurden. Eine naheliegende Aufgabe war nun, auch die ruhende Intensität bei Kanalstrahlen derselben Untersuchung zu unterwerfen. Innerhalb meines Versuchsintervalles habe ich keine Farbenänderung der ruhenden Intensität mit Änderung des Druckes oder der Spannung nachweisen können. Dies bedeutet doch nicht notwendigerweise, daß die Intensitätsverteilung im ruhenden Spektrum überhaupt keine Variationen erleiden kann. Es ist vielmehr zu erwarten, daß sie sich z. B. mit dem Drucke ändern kann, wenn dieser hinreichend groß wird; indessen dürfen wir kaum erwarten, dieselbe Variation wie beim negativen Glimmlicht zu finden.

Der „Druckeffekt“ beim Spektrum des negativen Glimmlichtes zeigte die Eigentümlichkeit, wesentlich auf ein bestimmtes Druckintervall beschränkt zu sein. Bei Variation des Druckes von 0,13—1 mm änderte sich das Verhältnis H_α/H_β von 1—1,38, hielt sich aber für höhere Drucke bis auf 2,40 mm unverändert. Das positive Licht zeigte gleichzeitig keinen merkbaren Effekt. Dieses Verhältnis ist sehr bemerkenswert und zeigt, daß der Druckeffekt vom Drucke allein kaum bestimmt wird, sondern besonderen Variationen des Erregungsmechanismus bei der Kathode seinen Ursprung verdankt. Es muß angenommen werden, daß das negative Glimmlicht durch Kathodenstrahlen erzeugt ist, und die Frage erhebt sich nun, inwiefern der Effekt einem Druckeffekt oder einem Geschwindigkeitseffekt bei der Kathodenstrahlenerregung zuzuschreiben ist.

Es zeigte sich, daß die Variation in der Farbe der Variation des Kathodenfalles einigermaßen entsprach, und ich sprach die Vermutung aus, daß der Effekt von einer geänderten Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen bedingt sein könne. Der Effekt sollte also zu der Annahme leiten, daß die Intensitätsverteilung desjenigen Serienspektrums, das durch Kathodenstrahlenerregung erzeugt ist, mit der Geschwindig-

keit der Kathodenstrahlen geändert werden sollte. Es war meine Absicht, dies durch direkte Versuche festzustellen zu suchen, wo Kathodenstrahlen mit variierender Geschwindigkeit in einen kraftfreien, mit Wasserstoff gefüllten Raum gesandt wurden; allein, andere Aufgaben haben mich daran gehindert. Inzwischen sind diese Versuche von Hrn. Rau¹⁾ und später von Hrn. Holtsmark²⁾ aufgenommen worden.

Rau untersuchte das Verhältnis für sehr kleine Geschwindigkeiten und gelangte zu dem Resultat, daß unter diesen Umständen ein derartiger Effekt tatsächlich vorhanden ist. Er wies u. a. das wichtige Verhältnis nach, daß eine bestimmte Serienlinie erst dann erzeugt wird, wenn die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen einen gewissen Wert erreicht hat, und daß diese Grenzgeschwindigkeit mit wachsender Ordnungsnummer in der Serie wächst. Dieses Resultat erhält, wie von Bohr gezeigt, durch das Rutherford-Bohrsche Atommodell seine einfache Deutung.

Es ist leicht einzusehen, daß dieser Effekt zu einer Änderung der Farbe mit Änderung der Strahlengeschwindigkeit Anlaß geben wird. Nehmen wir an, daß wir ein heterogenes Bündel von Kathodenstrahlen haben, deren Geschwindigkeiten zwischen Null und einem gewissen Wert V_g variieren. Wir teilen den Geschwindigkeitsbereich in Intervalle von gleicher Größe und geben für jedes Intervall die Anzahl von Strahlen an, die eine innerhalb des Intervalls fallende Geschwindigkeit besitzen. Auf diese Weise erhalten wir eine Geschwindigkeitsverteilungskurve mit einem gewissen Maximum. Wenn nun dieses Maximum nahe an einer bestimmten Serienlinie entsprechenden Grenzgeschwindigkeit liegt, werden Strahlen, die Geschwindigkeiten besitzen, welche unter diese Grenze fallen, nur Serienlinien von niedrigerer Ordnungsnummer erzeugen können, während Strahlen mit Geschwindigkeiten, die oberhalb dieser Grenze liegen, für Linien von höherer Ordnungsnummer verantwortlich sind. Es ist nun klar, daß eine Verschiebung gegen kleinere Geschwindigkeiten des Maximums der Geschwindigkeitsverteilungskurve eine relative Vergrößerung der Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Serien-

1) H. Rau, Sitzungsber. d. Phys.-med. Ges. Würzburg 1914.

2) J. Holtsmark, Physik. Zeitschr. 15. p. 605. 1914.

linien mit niedriger Ordnungsnummer verursachen wird, d. h. wir erhalten eine Farbenverschiebung gegen das Rote.

Wenn die Hauptmasse der Strahlen Geschwindigkeiten besitzt, welche weit oberhalb derjenigen Grenzgeschwindigkeit liegen, die der oberen Grenze der Serie gegen das Blau entspricht, oder, anders gesagt, wenn die Geschwindigkeiten derjenigen Geschwindigkeit sehr nahe kommen, die notwendig ist, um Ionisation zu erzeugen, so wird man kaum erwarten können, auf Grundlage der von Rau nachgewiesenen Grenzgeschwindigkeiten eine Farbenänderung mit Änderung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zu finden. Diese Folgerung stimmt auch mit den von Holtsmark ausgeführten Versuchen überein. Bei Geschwindigkeiten, die Spannungen von 32—1700 Volt entsprechen, findet er keine merkbare Farbenänderung mit Änderung der Geschwindigkeit. Wegen des früher erwähnten Stoßzahleffekts, welcher durch das Bohrsche Atommodell seine natürliche Erklärung bekommt, müssen wir annehmen, daß ein Druckeffekt existiert; es kann aber kaum angenommen werden, daß ein reiner Druckeffekt einen Effekt von der beobachteten Größe und mit dem eigentümlichen Verlauf erklären kann.

Die Frage erhebt sich dann, inwiefern der von mir nachgewiesene Farbenänderungseffekt beim negativen Glimmlicht als ein Geschwindigkeitseffekt erklärt werden kann. Dies scheint beim ersten Betrachten wenig wahrscheinlich. Denn diejenigen Kathodenstrahlen, die im Rohre gebildet werden und den Kathodenfall durchlaufen, besaßen bei meinen Versuchen Geschwindigkeiten, die Spannungen zwischen 550 und 1200 Volt entsprachen. Man muß sich indessen erinnern, daß das negative Glimmlicht nicht von diesen Kathodenstrahlen von großer Geschwindigkeit erzeugt ist. Diese dringen durch das Gas im Rohre und erzeugen nur ein schwaches, gleichmäßiges Leuchten, das durch Ablenkung der Strahlen durch ein magnetisches Feld leicht beobachtet werden kann. *Das negative Glimmlicht wird wohl unzweifelhaft von Kathodenstrahlen erzeugt, die in unmittelbarer Nähe der leuchtenden Schicht oder in der Schicht selbst entstehen, und verdankt seine Energie dem Felde in dieser leuchtenden Schicht und rings um dieselbe. Diese Strahlen werden im Erregungsaugenblicke die verschiedensten Spannungen durchlaufen haben; allein die*

letzteren werden nur klein sein, im allgemeinen einige Volt. Es ist daher anzunehmen, daß wir in der negativen Lichtschicht Anregung durch heterogene Kathodenstrahlen haben, für welche diejenige Geschwindigkeit, welche dem Maximum der Geschwindigkeitsverteilungskurve entspricht, nahe an einer Grenzgeschwindigkeit liegt, einer der Serienlinien des Wasserstoffs entsprechend. Die beobachtete Farbenänderung im negativen Glimmlicht würde durch die Annahme erklärt sein, daß eine Verminderung des Druckes und daraus folgende Verminderung der Spannung von einer Verminderung der Durchschnittsgeschwindigkeit der das negative Glimmlicht erzeugenden Kathodenstrahlen begleitet sind. Bei sehr kleinen Drucken ist die Durchschnittsgeschwindigkeit im Verhältnis zur Ionisationsgeschwindigkeit groß, und wir erhalten diejenige Farbenverteilung, die für Strahlen von großer Geschwindigkeit charakteristisch ist, und welche von weiterer Steigerung der Geschwindigkeit nicht beeinflußt wird. *Diese innerhalb weiter Grenzen invariante Intensitätsverteilung ist also mit der Intensitätsverteilung im ruhenden Spektrum der Wasserstoffkanalstrahlen identisch.*

Wenn dagegen bei abnehmender Spannung die Durchschnittsgeschwindigkeit verkleinert wird und die Größenordnung der Ionisationsgeschwindigkeit erreicht, tritt eine Verrückung gegen das Rote ein, die mit der Abnahme der Durchschnittsgeschwindigkeit an Größe zunimmt. Soll die Entladung erhalten werden, dann kann indessen die Durchschnittsgeschwindigkeit nicht unter eine gewisse Grenze sinken, daher hört die Farbenverschiebung auf, wenn die für das negative Glimmlicht charakteristische Grenze erreicht worden ist. Dies fand bei meinen Versuchen bei einem Druck von etwa 1 mm statt.

In der positiven Lichtsäule werden immer sehr schwache Felder vorhanden sein, und der Umstand, daß die Farbenverteilung hier bei Druckänderung nicht geändert wird, sollte erstens darauf deuten, daß die Änderung beim negativen Glimmlicht kein Druckeffekt sein kann, und ferner sollte er zeigen, daß die durchschnittliche Strahlengeschwindigkeit hier bei allen Drucken einen sehr kleinen Wert hat, welcher derjenigen unteren Grenze nahe liegt, die die Durchschnittsgeschwindigkeit in der positiven Lichtsäule überhaupt annehmen kann.

Es scheint daher, als ob die Ergebnisse der weiteren Untersuchungen über die Lichtemission bei Kathodenstrahlen zugunsten meiner ursprünglichen Annahme ausgefallen sind, derjenigen nämlich, daß der Effekt einer Änderung der Geschwindigkeit derjenigen Kathodenstrahlen, die das negative Glimmlicht erzeugen, seine Entstehung verdankt.

Wenn diese Erklärung richtig ist, wird das Studium der Lichtverteilung dazu dienen können, viele Verhältnisse betreffs der Vorgänge an den verschiedenen Teilen einer Geissler-röhre während der Entladung aufzuklären. Könnten wir uns z. B. scharf begrenzte Schichten für die Neubildung von Elektronen denken, so würden die letzteren durch die Feldkraft fortgetrieben werden. Ihre Geschwindigkeit würde wachsen, bis sie in einem bestimmten Abstand die Fähigkeit bekämen, eine H_α -Linie zu erzeugen. Dann würde H_β angeregt werden usw. Auf diese Weise sollten wir möglicherweise die verschieden gefärbten Schichten der positiven Lichtsäule bei der Entladung erklären können.

Man könnte sich auch den Effekt durch eine Änderung des Dissoziationsgrades des Wasserstoffs im negativen Glimmlicht mit Druck und Spannung erklärt denken. In diesem Falle müßte man annehmen, daß auch Atome, die in Molekülen zusammengebunden sind, Serienlinien aussenden, doch mit einer verschiedenen Intensitätsverteilung von derjenigen, welche von der Emission eines isolierten Atoms herrührt. Diese Erklärung läßt sich aber kaum aufrechterhalten. Der Umstand, daß die Kanalstrahlen selbst nur Serienlinien aussenden, deutet bestimmt darauf hin, daß die Serienlinien an getrennte Atome oder Atomionen geknüpft sind, während das Viellinienspektrum von den Molekülen erzeugt wird. Übereinstimmend hiermit zeigt der Versuch von Stark¹⁾, daß das Viellinienspektrum wesentlich im Raume innerhalb der Kanalstrahlenlamelle auftritt, während nur die Serienlinien aus dem Anregungsraume dringen, was darauf deutet, daß jedes der zwei Spektre seine Art von Träger besitzt.

Zusammenfassung.

1. Da Hr. v. Hirsch nicht Intensitäten gemessen hat, sondern nur die direkt photometrierten Kurven angibt, ist

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 49. p. 731. 1916.

es schwierig, aus seinen Kurven sichere Schlüsse zu ziehen. Ein sicherer Vergleich zwischen Linien von verschiedener Schwärzung oder von verschiedenen Platten ist nicht möglich.

2. Insofern es möglich ist, aus den Kurven von Hrn. v. Hirsch Schlüsse zu ziehen, zeigt es sich, daß keine seiner Beobachtungen mit den von mir nachgewiesenen „Verschiebungseffekten“ bei der Kanalstrahlerregung in Widerspruch stehen, daß sie aber vielmehr durch diese Effekte zum Teil ihre Erklärung finden.

3. Das von Hrn. v. Hirsch benutzte experimentelle Verfahren gestattet nicht *eine Variation des Druckes*, während gleichzeitig die *Strahlengeschwindigkeit unverändert bleibt*. Wenn man durch Änderung des Rohrtyps dieselbe angelegte Spannung festhält, werden sowohl der Druck als auch die durchschnittliche Strahlengeschwindigkeit variieren, und wie aus den Kurven von Hrn. v. Hirsch hervorgeht, wird die Geschwindigkeit mit wachsendem Druck abnehmen. Da ich nachgewiesen habe, daß das Verhältnis B/R sowohl mit wachsendem Druck als auch mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt, sehen wir, daß in dem Versuche von Hrn. v. Hirsch die Änderung von B/R wegen des Druckes dem Geschwindigkeitseffekt entgegenwirken wird, wodurch der totale Effekt herabgesetzt wird, und so kommt es, daß Hr. v. Hirsch keinen Druckeffekt hat nachweisen können.

4. Die Existenz eines Druck- und Geschwindigkeitseffekts, die in den Elementargesetzen für die bewegte und die ruhende Intensität ihren einfachen Ausdruck bekommt, ist eine notwendige Folge des Umstandes, daß ein Strahl pro Zeiteinheit *nur eine gewisse Menge von Energie auszusenden vermag*. Meine früher ausgeführten Versuche über den Einfluß des Ladungszustandes auf die Lichtemission deuten mit Bestimmtheit darauf hin, daß die neutralen Strahlen Licht aussenden. Die Lichterregung kann ohne Eintritt der Ionisation stattfinden.

5. Die Intensitätsverteilung in dem von Kanalstrahlen erzeugten Wasserstoffspektrum wie auch die Variationen, welchen sie unterworfen ist, erhalten durch die Annahme eines „Stoßzahleffekts“ eine befriedigende Deutung, indem das Verhältnis H_α/H_β mit wachsender Stoßzahl pro Zeiteinheit wächst, erst sehr langsam, dann schneller. Eine derartige Annahme kann die Eigentümlichkeit erklären, daß die bewegte Inten-

sität einen Druckeffekt zeigt, während die Intensitätsverteilung des ruhenden Spektrums keine merkliche Änderung erleidet. Der Stoßzahleffekt steht mit der Theorie von Bohr in Einklang. Die von mir nachgewiesene Farbenverschiebung der bewegten Intensität steht gewiß zu dem von Stark nachgewiesenen Verhältnis, daß sich die Intensitätsverteilung des ruhenden Spektrums mit dem Abstand von der Kanalstrahlenlamelle ändert, in naher Beziehung. Starks Deutung des Effekts durch die Annahme, daß die Abklingungszeit mit wachsender Seriennummer wächst, scheint mit Versuchen von Dechend und Hammer in Widerspruch zu stehen. Wenn die Theorie von Bohr der Deutung zugrunde gelegt wird, wird die wahrscheinlichste Erklärung die, daß das Elektron von einem inneren Stabilitätskreise schneller als von einem äußeren zurückkehrt; allein auch diese Erklärung scheint mit dem Versuche von Dechend und Hammer schwer vereinbar. Dem angenommenen Stoßzahleffekt gemäß habe ich als eine weitere mögliche Erklärung angegeben, daß die Bildung der höheren Seriennummer durch eine lange freie Weglänge begünstigt wird.

6. In Übereinstimmung mit meiner ursprünglichen Annahme kann die eigentümliche Farbenverschiebung im negativen Glimmlicht durch eine Änderung der durchschnittlichen Geschwindigkeit der das Leuchten erzeugenden Kathodenstrahlen erklärt werden. Diese Erklärung steht mit Versuchen von Hrn. Rau in Einklang, wenn man heterogene Strahlen annimmt mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit von derselben Größenordnung wie diejenigen Geschwindigkeiten, die eben hinreichend sind, um eine der Serienlinien zu erzeugen.

(Eingegangen 27. November 1916.)

3. *Ein Detektor mit gelöteten Kontakten;* *von C. Bergholm.*

Austin¹⁾ hat nachgewiesen, daß man ein sehr empfindliches „Thermoelement“ dadurch erhält, daß man mittels eines Metalldrahtes ein Tellurstück mit einem Platinstab verbindet. Nach demselben Prinzip habe ich aus kristallisiertem Kiesel und Molybdänglanz ein „Thermoelement“ hergestellt.²⁾ Dieses Element war ca. 100mal empfindlicher als ein Austinsches mit demselben inneren Widerstand. Wie ich in dem angeführten Aufsatz hervorgehoben habe, spielt die Gleichrichterwirkung eine große Rolle. Sobald man einige Elemente hergestellt hat, sieht man ein, daß verschiedene Punkte der Kristalle verschiedene Eigenschaften haben. Bevor die Lötung geschieht, müssen diese Punkte aufgesucht werden. Das Element wurde in einen Schwingungskreis eingeschaltet. Durch einen U-geformten Draht bewirkte ich Kontakt zwischen dem Kiesel und dem Molybdänglanz. Die Wirkung wurde an einem dem Element parallel geschalteten Galvanometer abgelesen. Austin betont, daß sein Element nur um hochfrequente Ströme nachzuweisen gebraucht werden kann. Es stellte sich heraus, daß dies auch mit den ersten Kiesel-Molybdänglanzelementen, die ich herstellte, der Fall war. Im folgenden werde ich auseinandersetzen, wie man bei der Herstellung eines Detektors, der jeden Wechselstrom mehr oder weniger vollständig in Gleichstrom verwandelt, vorgehen soll.

Die Konstruktion des Gleichrichters.

Der Molybdänglanz kommt in der Natur als graphitähnliche Blätter vor. Will man ein solches Blatt an einem Kupferdraht anlöten, so stößt man auf ziemlich große Schwierigkeiten. Deswegen wurde am Ende des Kupferdrahtes ein

1) L. W. Austin, Physik. Zeitschr. 12. p. 1226. 1911.

2) C. Bergholm, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 12. p. 475. 1914.

Kästchen aus dünnem Kupferblech festgelötet. Dieses wurde teilweise mit Lipowitzer Metallegierung gefüllt. In die geschmolzene Masse wurde nachher das Molybdänglanz eingeführt. Das Aussehen des fertigen Detektors geht aus Fig. 1 hervor. In einer runden Ebonitscheibe sind vier Ausbohrungen gemacht. Zwei von diesen laufen parallel zu dem Diameter der Scheibe. Die beiden anderen sind senkrecht zur Fläche der Scheibe gebohrt, und zwar so, daß je zwei der Ausbohrungen sich unter rechtem Winkel begegnen. In die Ausbohrungen wurden Kupferstäbchen *A*, *B*, *C* und *D* eingeführt. Die Stäbchen *C* und *D* sind an der Ebonitscheibe durch je

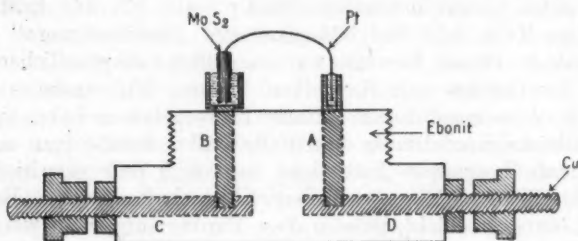


Fig. 1.

eine Schraubenmutter befestigt. Dann wurde das Stäbchen *A* in das Stäbchen *D*, und *B* in *C* aufgeschraubt. An dem freien Ende des Stäbchens *B* war der Molybdänglankristall festgelötet. Um den Punkt an dem Kristall aufzusuchen, der unipolare Leitung für Gleichstrom zeigte, wurde ein verhältnismäßig dicker Platindraht (Diameter 0,3 mm) am Stabe *A* gelötet. Der Detektor wurde dann in eine Stromleitung, aus einem Trockenelement, einem Widerstand, einem Milliampere-meter und einer Pohlschen Wippe mit zwei kreuzweise verbundenen Paaren von Quecksilbernäpfen, eingeschaltet. Der Platindraht wird gegen einen Punkt auf dem Molybdänglankristall gedrückt, der Strom durch den Detektor kommutiert und die Stromstärke in beiden Fällen beobachtet. Für einige Punkte erhält man keinen Strom in irgendeiner Richtung, für andere Punkte dagegen erhält man Ströme, die gleich sind, welche Richtung der Strom durch den Detektor auch hat. Der Platindraht, der ans Stäbchen *A* gelötet ist, wird durch einen 0,02 mm dünnen Platindraht ersetzt. Dieser

wird am Molybdänglanzkrystall an der Stelle angelötet, wo dieser unipolare Leitung gezeigt hat. Wenn man allzu dicken Draht anwendet, ist dieser so elastisch, daß die Lötung nicht hält. Um die Lötung stärker zu bekommen, kann man durch Kathodenzerstäubung ein Goldhäutchen niederschlagen und den Platindraht an diesem anlöten. In der beschriebenen Weise erhält man ohne große Schwierigkeit ein Instrument, das in der einen Richtung einen Strom durchläßt, der 30mal stärker als derjenige ist, der in der anderen hindurchgeht.

Außer dem Molybdänglanz gibt es zahlreiche Kristalle, die unipolare Leitung zeigen. Es ist sehr wahrscheinlich, daß man durch Untersuchung einer ganzen Menge von Kristallen und Kristallkombinationen nach dem erwähnten Prinzip einen Gleichrichter auffinden kann, der den von mir beschriebenen sehr überlegen ist. Derartige Versuche sind am hiesigen Institut eingeleitet worden.

Der Gebrauch des Gleichrichters.

Aus dem Gesagten geht deutlich hervor, daß das beschriebene Instrument verwendet werden kann, um Wechselstrom von niedriger Frequenz gleichzurichten. Ein solcher Apparat hat natürlich eine sehr große praktische Bedeutung. Mittels dieses Apparates kann man, wenn man ein sehr empfindliches Galvanometer besitzt, sehr schwache Wechselströme entdecken. Im folgenden werde ich einfache Versuche beschreiben, die ich nur im Vorbeigehen erwähne, um die Brauchbarkeit des Detektors nachzuweisen.

In Serie mit dem Detektor wurde ein Galvanometer (Widerstand = 60 Ohm, Empfindlichkeit = $6,7 \cdot 10^{-9}$ Amp.) und ein Telephon (Widerstand = 150 Ohm) eingeschaltet. Wurde das Telephon an eine tönende Stimmgabel angenähert, so machte das Galvanometer einen Ausschlag von 126 mm. Befand sich das Telephon in einem Abstand von 1 m von der Stimmgabel entfernt, so erhielt ich einen Galvanometerausschlag von 9 mm. Ein Thermogalvanometer von Duddell (Empfindlichkeit = 10^{-6} Amp.) ergab, wenn es in Serie mit dem Telephon geschaltet wurde, einen Ausschlag von nur 3 mm, wenn das Telephon sich so nahe an der Stimmgabel wie möglich befand.

In einer Wheatstonebrücke, die für die Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten nach der Methode Nernst angewendet wird, wurde parallel zu dem Telephon der Detektor und in Serie mit diesem ein Galvanometer eingeschaltet. Wurde die Glasscheibe des einen veränderlichen Kondensators um 4 mm aus der Lage des Tonminimums verschoben, so erhielt ich einen Ausschlag von 70 mm. Die Empfindlichkeit des Galvanometers war $2 \cdot 10^{-7}$ Amp. Wenn man einen konstanten Wechselstrom und ein empfindliches aperiodisches Galvanometer zur Verfügung hat, ist es wahrscheinlich, daß die Genauigkeit durch diese Anordnung sehr weit getrieben werden kann.

Wie schon erwähnt ist, zeigten einige der Detektoren, die für hochfrequenten Wechselstrom empfindlich waren, bei niedriger Frequenz nur sehr kleinen oder keinen Effekt. Detektoren, die für Gleichstrom ausgeprägte unipolare Leitung zeigten, scheinen dagegen, für hochfrequenten Wechselstrom empfindlich zu sein, vorausgesetzt, daß der Detektor parallel mit dem Galvanometer eingeschaltet wird.

Der Vorteil von Detektoren mit gelöteten Kontakten ist der, daß die Empfindlichkeit mit der Zeit sehr konstant ist.

Uppsala, Physik. Inst. d. Univ., Nov. 1916.

(Eingegangen 7. Dezember 1916.)

4. Die Verdampfung von Kristalloberflächen; von Martin Knudsen.

In einem Kristall sind die einzelnen Atome bekanntlich in ganz regelmäßiger Weise geordnet, und der Gedanke liegt somit nahe, daß die quasielastischen Kräfte, womit die Atome an ihre Gleichgewichtslagen gebunden sind, in verschiedenen Richtungen verschiedene Größen haben. Die Annahme, daß die Atome, wenn ein Kristall verdampft, die Kristalloberfläche in gewissen bevorzugten Richtungen verlassen werden, liegt nun auch nicht fern, und ich habe deshalb einige diesbezügliche experimentelle Untersuchungen angestellt.

Die Versuche wurden angestellt mit natürlichen und mit künstlich hergestellten Schwefelkristallen, mit Spaltflächen von langsam erstarrtem Zink mit ausgeprägt kristallinischem Bruch mit großen, ebenen Flächen, mit natürlichen Silberkristallblättern und mit Spaltflächen von in der Natur vorkommendem Antimonglanz.

Das Kristallstück wurde als kleine Platte mit möglichst unbeschädigter Kristall- oder Spaltfläche hergestellt. Die Platte wurde in einer kleinen eisernen Einfassung angebracht, wie in Fig. 1 dargestellt, indem sie zwischen dem massiven Zylinder *B* und der Kappe *A* festgeschraubt wurde. An der Kappe *A* war unten eine zylinderförmige Öffnung von 6 mm im Durchmesser, und da die zu untersuchende Kristallfläche in der Regel etwas kleiner war, wurde die Öffnung bis auf 2 oder 3 mm verengt, indem eine ganz dünne Platinplatte mit einem Loch von dieser Größe am Boden der Kappe angebracht wurde. Wenn der Apparat zusammengeschraubt war, war die Platinplatte gegen die ebene Kristallfläche ge-

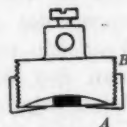


Fig. 1.

preßt und die Verdampfung konnte nur von dem unbedeckten Teil der Kristallfläche aus stattfinden.

Das Kristall nebst Einfassung wurde, wie Fig. 2 zeigt, an einem Platindraht *Pt* aufgehängt, der durch einen elektrischen Strom aufgewärmt wurde und dadurch dem Kristall eine passende Temperatur mitteilen konnte, so daß die Verdampfung mit angemessener Geschwindigkeit vonstatten ging. Eine mit Röhre und Schliff versehene Glaskugel *G* von 6 cm im Durchmesser wurde so angebracht, daß die Kristalloberfläche so genau, wie es sich durch Augenmaß entscheiden ließ, einen Teil der Kugelfläche bildete. Nachdem der Apparat luftleer gepumpt worden war, wurde die Glaskugel in flüssige Luft hinabgesetzt und das Kristall langsam erwärmt, bis sich durch Verdampfung von der freien Kristallfläche aus an der Kugel ein halbdurchsichtiger Belag gebildet hatte. Das Silberkristallstück wurde nicht in der beschriebenen kleinen Eiseneinfassung angebracht, sondern direkt am Erwärmungsplatindraht befestigt.

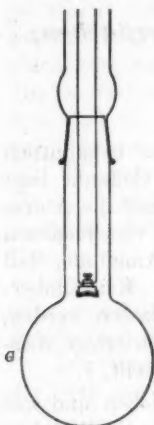


Fig. 2.

Die von Silber, Zink und Antimonglanz gebildeten Beläge ergaben sich überall an der Kugel als gleich durchsichtig, und wie ich früher gezeigt habe¹⁾, kann man hieraus schließen, daß das Cosinusetz für die Stoffaussendung von der Kristallfläche aus gilt, oder daß dieses Gesetz allenfalls mit großer Genauigkeit gilt.

So dünne Schwefelbeschläge wie die, von deren Bildung hier die Rede ist, werden vollständig durchsichtig sein; aber wegen des großen Brechungsverhältnisses des Schwefels im Vergleich mit dem Brechungsverhältnis des Glases, kann man das Vorhandensein des Schwefelbelages an den gebildeten Interferenzfarben, die sehr ausgeprägt waren, erkennen. Es zeigte sich, daß die Farben nicht ganz gleich waren überall an der Glaskugel; aber die Unterschiede waren doch nicht bedeutender, als daß man sie einer Schiefheit in der An-

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 48. p. 1116. 1915.

bringung des Kristalls im Verhältnis zur Glaskugel zuschreiben konnte.

Durch die Verdampfung des Schwefels bildete sich eine 0,15 mm tiefe Vertiefung der freiliegenden Schwefelfläche, und unter dem Mikroskop betrachtet, wies die Fläche eine körnige Struktur auf, während der Teil der Schwefelfläche, der von der Platinplatte bedeckt gewesen war, fast vollkommen blank war und ganz feine Risse aufwies, welche die Oberfläche wahrscheinlich bereits, bevor sie im Apparat angebracht wurde, besessen hatte. Die Platinplatte schien also praktisch betrachtet jede Verdampfung von der vom Platin bedeckten Oberfläche verhindert zu haben. Die übrigen untersuchten Stoffe wiesen wie der Schwefel nach der Abdampfung eine körnige Oberfläche auf. Bei den Versuchen wurde natürlich darauf geachtet, daß die Stoffe nicht verflüssigt wurden.

Da die Kristallflächen während der Verdampfung eine körnige Struktur annehmen, können sämtliche Atome der Oberflächenschicht nicht gleichzeitig die Dampfform annehmen, und daraus erklärt sich hinlänglich, daß die Molekülaussendung sich nicht auf einzelne bevorzugte Richtungen beschränkt.

Daß bei der Aussendung der Atome von einer Kristallfläche gar keine speziellen Richtungen bevorzugt sein werden, daß aber das Cosinusetz eine exakte Gültigkeit besitzen muß, ist eine Folge der Annahme, daß das Molekül, wenn ein Dampfmolekül die feste Phase desselben Stoffes trifft, mit der Wahrscheinlichkeit Null zurückgeworfen werden wird. Dieses Gesetz wurde bisher nur als gültig bei Quecksilber¹⁾, Zink²⁾ und Cadmium³⁾ und als mit großer Genauigkeit gültig nachgewiesen. Nimmt man die Allgemeingültigkeit des Gesetzes an, so ist unmittelbar einleuchtend, daß das Cosinusetz für die Verdampfung von einer Kristallfläche aus gelten muß, die mit dem gesättigten Dampf des Kristalls im Gleichgewicht ist. Für die einfallenden Atome gilt nämlich das Cosinusetz; da muß es auch für die verdampfenden gelten, denn sonst könnte kein Gleichgewicht vorliegen.

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 47. p. 697. 1915.

2) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 50. p. 472. 1916.

3) R. W. Wood, Phil. Mag. (VI). p. 364. Oktober 1916.

Den Umstand, daß das Cosinusetz sich durch die ausgeführten Versuche als für die Verdampfung von einer Kristallfläche aus gültig erwiesen hat, darf man vielleicht als eine Befürwortung der Annahme des Gesetzes von der Unmöglichkeit einer Zurückwerfung betrachten; während aber die Richtigkeit dieses Gesetzes notwendigerweise die Gültigkeit des Cosinusetzes mit sich führt, ist das Umgekehrte doch natürlicherweise nicht der Fall.

Universität Kopenhagen, November 1916.

(Eingegangen 11. Dezember 1916.)

